PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 20 — 15. Oktober 1932 — Redaktionsschluß für Nr. 22 am 1. November 1932. — 33. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. W. James, Über den Einfluß der Temperatur auf die Streuung der Röntgenstrahlen durch Gasmoleküle. S. 737.

H. Seemann, Eine neue Röntgeninterferenzmethode für Vielkristalle, insbesondere Walz- und Faserstoffe (Objekt zwischen zwei Spalten). S. 755.

J. Koenigsberger, Spontane Magnetisierung und Thermoremanenz in ferromagnetischen Einkristallen. S. 763.

B. M. Bloch und J. Errera, Die Berechnung des Molekulargewichts eines polaren Kolloids aus den Daten der Dispersionskurve seiner wäßrigen Lösung. S. 767.

W. van der Grinten, Verwendung von monochromatischer Strahlung bei Röntgenstreuung an Gasen. (Vorläufige Mitteilung.) S. 769.

E. G. Andresen, Eine Vorrichtung zum Ein- und Ausbringen von Photoplatten ins Hochvakuum. S. 771.

A. Bühl und F. Coeterier, Zur Herstellung homogener Magnetfelder. S. 773.

A. Busemann, Die Relativitätskorrekturen an der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung. S. 775.

F. Kirchner, Über Atomzertrümmerung mittels Wasserstoffkanalstrahlen. S. 777.

W. S. Gripenberg, Selen- oder Selenidgleichrichter? S. 778.

Besprechungen:

H. Falkenhagen, Elektrolyte. S. 778.

E. Kamke, Einführung in die Wahrscheinlichkeitstheorie. S. 778.

G. P. Thomson, The Wave Mechanics of Free Electrons. S. 779.

G. Barr, A Monograph of Viscometry. S. 779.

P. A. M. Dirac, Les principes de la Mécanique Quantique. S. 779.

R. Jäger, Physik und Elektrizitätslehre. S. 779.

J. M. Kolthoff, Die Maßanalyse. II. S. 780.

R. v. Mises, Vorlesungen aus dem Gebiete der angewandten Mathematik. I. Bd. S. 780.

M. N. Saha und B. N. Srivastava, A Text Book of Heat. S. 781.

M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. 2. Aufl. S. 781.

J. Stocklasa und J. Penkala, Biologie des Radiums und der radioaktiven Elemente. I. S. 782.

J. M. Eder, Ausführliches Handbuch der Photographie. Bd. I, Teil 1. S. 783.

Handbuch der wissenschaftlichen u. angewandten Photographie. Bd. V. S. 783.

J. E. Knaggs und B. Karlik, Tables of Cubic Crystal Structure of Elements and Compounds. S. 783.

H. Simon und R. Suhrmann, Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendung. S. 784.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1932/33. S. 784.

Personalien. S. 792.

Angebote. S. 792.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Einfluß der Temperatur auf die Streuung der Röntgenstrahlen durch Gasmoleküle.

Von R. W. James[1]).

I. Experimentell.

1. Die Arbeiten von Debye (1), Bewilogua (2) und anderen über die Streuung von Röntgenstrahlen an CCl_4 haben gezeigt, daß, obwohl die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den aus der Debyeschen (3) Theorie auf Grund eines Tetraedermodells berechneten Streukurven im allgemeinen eine sehr gute ist, doch noch Unterschiede bleiben, die vielleicht durch eine Temperaturschwingung der Atome im Moleküle zu erklären sind. Die Verhältnisse der Maxima zu den Minima für die beobachteten Kurven sind nämlich kleiner als es die Theorie verlangt, besonders bei den größeren Streuwinkeln. Die Berechnung der Streukurven wurde unter der Annahme ausgeführt, daß die Atome im Moleküle nicht schwingen. Wenn nun wegen der Temperatur- und der Nullpunktschwingungen jedes Atom um seine Ruhelage schwingt, so würde dies prinzipiell einen Effekt der obenerwähnten Art hervorrufen. Es handelt sich nun darum, ob die wirklichen Schwingungsamplituden groß genug sind, den beobachteten Effekt der Größenordnung nach zu erklären.

Um die Existenz eines solchen Temperatureffekts zu beweisen, wäre es natürlich am besten, wenn man für ein bestimmtes Molekül einen Unterschied zwischen den Streukurven bei zwei möglichst verschiedenen Temperaturen experimentell nachweisen könnte. Ferner müßte man den Temperatureffekt theoretisch aus den bekannten Molekülkonstanten berechnen und ihn mit dem

1) Research Fellow der Rockefeller Foundation, z. Z. Leipzig.

beobachteten Effekt vergleichen. Die vorliegende Arbeit wurde mit diesem Ziele unternommen.

Den Temperatureffekt kann man natürlich am einfachsten im Falle eines zweiatomigen Moleküls, wie z. B. Chlor oder Sauerstoff, berechnen. Eine ganz einfache Rechnung zeigt aber, daß bei solchen Molekülen die Amplituden der Schwingungen sehr klein sind. Ferner geben solche Moleküle keine ausgeprägten Maxima in den Streukurven, und man konnte deshalb kaum hoffen, einen meßbaren Temperatureffekt zu erhalten. Sehr gute Maxima und Minima geben dagegen die Tetraedermoleküle, wie CCl_4 und $SiCl_4$. Bei diesen sind auch die geometrischen Verhältnisse noch genügend einfach, um eine theoretische Behandlung des Problems zu gestatten. Vorläufige Versuche von W. van der Grinten hatten schon gezeigt, daß bei CCl_4 die Änderung der Streukurve zwischen 100° C und

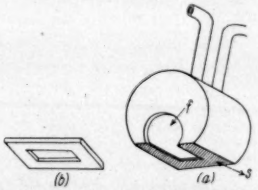


Fig. 1. Die Quarzzelle.

350° C, wenn überhaupt vorhanden, sicher sehr klein ist. Man durfte aber vielleicht hoffen, daß bei $SiCl_4$, bei dem, wie aus den ultraroten und Raman-Frequenzen zu ersehen ist, die Atome lockerer im Molekül gebunden sind als bei CCl_4, die Schwingungsamplitüden schon so groß sein würden, daß ein merklicher Temperatureffekt vorhanden sein könnte.

2. $SiCl_4$ siedet bei 58° C und bleibt unterhalb von 400° C ziemlich stabil. Streuversuche wurden daher bei 100° C und 300° C ausgeführt. Die experimentelle Anordnung war im wesentlichen dieselbe wie in den Versuchen von Bewilogua (2). Die in einem Siedekolben verdampfte Substanz ging durch die geheizte Streuzelle und wurde in einem zweiten, mit einem Rückflußkondensator versehenen Kolben kondensiert. Weil $SiCl_4$ sich bei Anwesenheit von Wasserdampf sehr leicht zersetzt, mußte die ganze Apparatur vollständig feuchtigkeitsdicht eingerichtet werden.

Für diese Versuche wurde eine neue Form von Zelle konstruiert. Sie bestand aus einer Quarzglasröhre von ungefähr 30 mm Durchmesser, deren Enden durch angeschmolzene Quarzglasplatten geschlossen wurden. Die untere Seite der Zelle, *s*, wurde, wie in Fig. 1 (a) gezeigt ist, in solcher Weise verschliffen, daß eine Öffnung von ungefähr 14 mm Breite entstand. Die Zelle wurde mit den nötigen Zuleitungs- und Ableitungsröhren aus Quarzglas versehen. Die Fenster waren 35 μ dicke Quarzglasdünnschliffe. Das untere Fenster wurde an der geschliffenen unteren Fläche der Zelle mit einem Kitt aus Wasserglas und Talkumpulver befestigt, der das Heizen sehr gut aushielt. Dieses Fenster wurde ferner durch einen 1,5 mm dicken Rahmen (Fig. 1 (b)) aus Quarzglas festgehalten, dessen vordere Kante auch als die untere Stütze für das Eintrittsfenster diente, das an eine passende Öffnung *f* in der Vorderseite der Zelle angekittet wurde. Fig. 2,

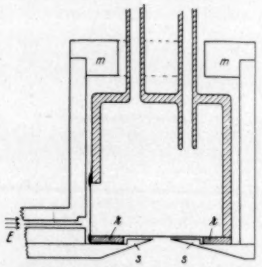


Fig. 2. Schnitt durch die Quarzzelle und Metallzelle. s, s Schneiden; r, r Rahmen; E Primärstrahl.

die einen Longitudinalschnitt durch den Apparat darstellt, zeigt, wie die Streuzelle im Metallbehälter angebracht wird. Die Schneiden *ss*, die den Spalt bilden, durch den die gestreute Strahlung auf den photographischen Film gelangt, liegen dicht am Fenster innerhalb des Quarzrahmens *rr*, dessen untere Fläche auf dem Boden der Metallzelle ruht. Die Quarzzelle wird durch geeignete Packung unterhalb des durch Schrauben befestigten Metalldeckels *m* festgehalten. Durch eine elektrische Heizspule kann die ganze Zelle bis auf 400° C geheizt werden. Der photographische Film liegt in einer kreisförmigen, durch Wasser gekühlten Kassette. Der Mittelpunkt des Kreisbogens des Films liegt im Quarzfenster.

Bei dieser Quarzzelle ist die Hauptschwierigkeit das Fenster. Dünnschliffe von passender Größe und Dicke sind nicht leicht herzustellen und sind auch sehr zart und leicht zerbrechlich. Wenn aber das Fenster einmal richtig angekittet ist, kann man Streuaufnahmen bei hohen Temperaturen ohne große Schwierigkeiten bekommen. Die Zelle hat auch für den Zweck der vorliegenden Arbeit den großen Vorteil, daß wegen der sehr kleinen und auch genau gleichen Ausdehnungen

der Zelle und des Fensters keine Biegungen oder Verzerrungen des Fensters beim Heizen stattfinden, die vielleicht Änderungen des Streubilds hervorrufen könnten, die mit dem wirklichen Temperatureffekt nichts zu tun haben.

Mit diesem Apparat wurde eine Reihe Aufnahmen mit $SiCl_4$ bei 100° C und 300° C gemacht. Es wurde Kupfer-Kα-Strahlung von einer Hadding-Röhre bei einer Belastung von 17 mA bei einer Spannung von ungefähr 24 kV benutzt. Die Strahlung wurde durch eine 14 μ dicke Nickelfolie gefiltert; die Belichtungszeit betrug unter diesen Umständen etwa acht Stunden. Die Aufnahmen wurden mit einem Zeiß-Registrierphotometer photometriert, und die Photometerplatten unter Korrektion für Polarisation, Absorption im Fenster und Absorption im Gas ausgewertet, genau, wie es in der Arbeit von Bewilogua beschrieben wird.

3. Die Ergebnisse der drei besten Aufnahmen sind in Fig. 3 dargestellt. Die Ordinaten sind den gestreuten Intensitäten, die Abszissen $(\sin \frac{1}{2}\Theta)\,\lambda$ proportional. Eine Aufnahme wurde bei 100° C, eine bei 300° C und dann noch eine bei 100° C, ohne irgendeine Änderung des Apparates, gemacht.

In Fig. 3 sind die Punkte, die von den beiden Aufnahmen bei 100° C erhalten wurden, durch Kreise angedeutet, die bei 300° C durch Kreuze. Die Messungen sind nicht absolut und deshalb muß man die Kurven in einem Punkt gleichsetzen. Man sieht dann, daß die Unterschiede zwischen den Kurven bei 100° C und 300° C innerhalb der Meßgenauigkeit liegen, und daß der Temperatureffekt scheinbar zu klein ist, um direkt gemessen zu werden. Nur in der Nähe des ersten Maximums findet man einen merklichen Unterschied zwischen den beiden Kurven. Bei diesem kleinen Winkel wäre aber in keinem Falle ein meßbarer Temperatureffekt zu erwarten; ferner liegt das Minimum bei 300° C tiefer als bei 100° C. Bei einem wirklichen Temperatureffekt wäre hingegen das Gegenteil zu erwarten, und es scheint deshalb zweifelhaft, ob der Effekt reell ist. Die Strahlung war nicht streng monochromatisch, sondern nur durch Ni-Folie gefiltert, und gerade in diesem Winkelbereich konnte eine kleine Beimischung anderer Wellenlängen den Verlauf der Kurven wesentlich ändern. Es empfiehlt sich daher, über diese Erscheinung noch nichts Endgültiges auszusagen, bis Versuche mit streng monochromatischer Strahlung, die eben mit Erfolg von Herrn van der Grinten[1]) im Leipziger Institut angefangen worden sind, ausgeführt und diskutiert worden sind.

4. Obwohl kein sicherer Unterschied zwischen den Streukurven bei 100° C und 300° C gefunden wurde, ist immerhin diese Temperaturänderung verhältnismäßig klein, und der Einfluß der Atomschwingungen auf den absoluten Verlauf der Kurven könnte doch noch beträchtlich sein. Um Theorie und Experiment ordentlich zu vergleichen, müßte man diesen Effekt mit in Betracht ziehen. Zwar werden wir erst im zweiten Teil dieser Arbeit die Formeln für den Schwingungseffekt berechnen, und sie auf den Fall eines Tetraedermoleküls anwenden; der Bequemlichkeit halber wollen wir aber die Ergebnisse dieser Rechnung schon hier benutzen.

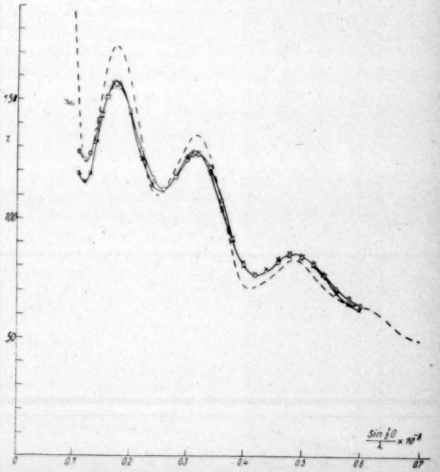


Fig. 3. Streukurven für $SiCl_4$. Kreise experimentelle Punkte bei 100° C. Kreuze experimentelle Punkte bei 300° C. Theoretische Kurve bei 100° C gestrichelt.

Wenn wir zunächst von dem Effekt der Atomschwingungen absehen, so ist die Intensität der durch das $SiCl_4$-Molekül gestreuten kohärenten Strahlung, für Polarisation korrigiert, durch die Formel gegeben:

$$I \alpha f_{Si}^2 + 4 f_{Cl}^2 + 12 f_{Cl}^2 \frac{\sin a_1}{a_1} + 8 f_{Si} f_{Cl} \frac{\sin a_2}{a_2}. \quad (1)$$

Hier sind f_{Si} und f_{Cl} die Atomformfaktoren für Si bzw. Cl, und

$$a_1 = 4\pi \frac{(\sin \frac{1}{2}\Theta)}{\lambda} l_{Cl-Cl}; \qquad a_2 = 4\pi \frac{\sin \frac{1}{2}\Theta}{\lambda} l_{Si-Cl},$$

wo l_{Cl-Cl} der Abstand zwischen den Chloratompaaren, also die Länge der Tetraederkante, und l_{Si-Cl} der Abstand zwischen Si und Cl, also der

[1]) Vgl. Physikal. Zeitschr. **33**, 769, 1932.

Tetraederradius, sind. Θ ist der Streuwinkel und λ die Wellenlänge der benutzten Strahlung.

Aus seinen Versuchen über Elektronenstreuung an Gasen hat Wierl (4) für die Kantenlänge des Tetraeders bei $SiCl_4$ den Wert $3{,}29 \pm 0{,}05$ Å erhalten. Die vorliegenden Versuche sprechen für den etwas größeren Wert 3,35 Å. Die Kurve X in Fig. 4 wurde mit diesem Wert unter Benutzung der durch die Hartreesche Methode erhaltenen Atomformfaktoren berechnet. Die Kurve wurde ferner für die inkohärente Streuung korrigiert. Für diesen Zweck

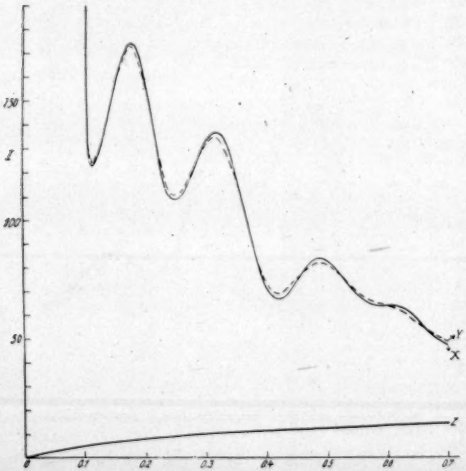


Fig. 4. Theoretische Kurven für $SiCl_4$, für inkohärente Streuung korrigiert. X bei 100° C, Y bei 300° C, Z inkohärente Streuung.

wurden die von Bewilogua (5) auf Grund der Heisenbergschen (6) Annäherungsformel berechneten Tabellen benutzt. Der Beitrag dieser Korrektion wird in Fig. 4 durch die Kurve Z gezeigt.

Die gestrichelte Kurve Y in Fig. 4 stellt die gestreute Intensität bei 300° C dar. Die Korrektionen für die Nullpunktsschwingung und die Temperaturschwingung der Atome wurden in der Weise gemacht, wie sie im zweiten Teil der Arbeit erklärt werden wird. Man sieht, daß der Unterschied zwischen der unter der Annahme nichtschwingender Atome berechneten Kurve und der für die Schwingungen bei 300° C korrigierten recht klein ist. Der entsprechende Unterschied zwischen den Kurven bei 100° C und 300° C ist zu klein, um bei dem Maßstab der Figur sichtbar zu werden.

Die theoretischen Ergebnisse sind also mit der Beobachtung, daß kein Unterschied zwischen den Streukurven bei 100° C und 300° C auftritt, in Übereinstimmung.

Es bleibt noch die Frage der Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Streukurven übrig. Hier ist die Lage nicht ganz befriedigend. In Fig. 3 stellt die gestrichelte Kurve den Intensitätsverlauf bei 100° C, unter Berücksichtigung der Atomschwingungen, dar. Für den Abstand Cl–Cl wurde der Wert 3,35 Å angenommen, und für die Atomformfaktoren wurden die Hartreeschen Werte benutzt, wie sie in der Arbeit von James und Brindley (7) angegeben sind. Die ersten, zweiten und dritten Maxima wurden bei $(\sin \frac{1}{2}\Theta)/\lambda = 0{,}176$, 0,315 und 0,486 gefunden, und diese Werte stimmen sehr gut mit den berechneten Werten überein. Man hat also folgende Abstände

$$Cl\text{–}Cl = 3{,}35 \text{ Å}, \qquad Si\text{–}Cl = 2{,}17 \text{ Å}.$$

Die berechneten und experimentellen Kurven wurden bei $(\sin \frac{1}{2}\Theta)/\lambda = 0{,}35$ gleichgesetzt, da hier der Einfluß der Schwingungen auf die Intensität bei einem Tetraedermolekül sehr klein ist. Man sieht nun erstens, daß der allgemeine Abfall der theoretischen Kurve beträchtlich steiler ist als der der beobachteten, und zweitens, daß die beobachteten Maxima und Minima weniger ausgeprägt als die theoretischen sind.

Die kleinere Neigung der beobachteten Kurve könnte man vielleicht durch eine zu kleine Absorptionskorrektion erklären. Bei 35 μ dicken Quarzfenstern ist die Korrektion beim ersten Maximum ungefähr 50 Proz. Die Absorption des Fensters wurde nicht direkt gemessen, sondern aus seiner bekannten Dicke, und den von Jönsson (8) angegebenen Werten von μ/ϱ berechnet. Man sollte daher wohl nicht zu großes Gewicht auf die Abweichungen bei kleinen Streuwinkeln legen. Im Bereich zwischen dem zweiten und dritten Maximum hat aber die Absorption wenig Einfluß auf die Neigung der Kurve, und hier kann man die beobachtete Abweichung nicht in dieser Weise erklären.

Nach den Überlegungen des zweiten Teiles scheint es unwahrscheinlich, daß die Unterschiede quantitativ durch einen Amplitudeneffekt erklärt werden können, obwohl qualitativ eine solche Erklärung naheliegt. Diese Frage wird nach der theoretischen Behandlung des Problems etwas eingehender be prochen werden. Man muß aber die Möglichkeit nicht ganz außer acht lassen, daß die Abweichungen ihren Grund in dem Umstand haben, daß alle bisherigen Aufnahmen, die mit der Theorie verglichen worden

sind, mit gefilterter und nicht mit wirklich monochromatischer Strahlung erhalten wurden. Jede Ursache, die einen unbestimmten kontinuierlichen Hintergrund geben könnte, müßte eine Änderung des Verhältnisses Maximum zu Minimum hervorrufen. Bis endgültig festgestellt ist, daß ein solcher Effekt nicht auftritt, sollte man vielleicht zuviel Gewicht den verhältnismäßig kleinen Abweichungen von der Theorie nicht beimessen. Es scheint aber sehr wichtig zu sein, diesen Punkt zu klären[1]).

II. Theoretische Berechnung des Amplitudeneffekts.

5. Einleitung. Bevor wir die Berechnung des Temperatureffekts näher betrachten, müssen wir zunächst eine prinzipielle Frage kurz behandeln. Um die kohärente Streuung der Röntgenstrahlen durch ein Atom zu berechnen, muß man, wie von Wentzel (9) und von Waller (10) gezeigt wurde, die Schrödingersche Ladungsdichte $|\psi|^2$ als eine klassisch streuende Ladungsverteilung behandeln, indem man die Amplituden addiert, die von den verschiedenen Volumenelementen gemäß der Thomsonschen Formel gestreut würden. Die Atomformfaktoren f, die in der Gleichung (1) vorkommen, wurden z. B. in dieser Weise berechnet. Die inkohärente Streuung wird für sich berechnet und, um die Gesamtstreuung zu erhalten, werden die Intensitäten der beiden Arten Streuung addiert. Um nun die kohärente Streuung von einem Molekül, in welchem die Atome schwingen, zu berechnen, sollte man eigentlich in analoger Weise die der Bewegung entsprechenden Wellenfunktionen berechnen und die Amplituden addieren, die von den verschiedenen Volumenelementen der entsprechenden Ladungsverteilungen gestreut werden. Eine solche Rechnung wäre aber selbst für ein zweiatomiges Molekül recht mühsam, und für kompliziertere Fälle fast unmöglich. Ferner würde man die beobachtbare Intensität nicht in dieser Weise erhalten, denn diese enthält auch die inkohärente Ramanstreuung. Nun ist die Gesamtstreuung der Röntgenstrahlen durch ein Gas, das aus Atomen mit nur einem einzelnen Elektron besteht, durch die klassische Thomsonsche Formel gegeben; d. h. die einzelnen Elektronen können als unabhängig betrachtet und die durch sie gestreuten klassisch berechneten Intensitäten einfach addiert werden. In analoger Weise liegt es nahe anzunehmen, daß die Gesamtstreuung von einem Gas mit Rücksicht auf die intramolekularen Schwingungen in guter Annäherung zu berechnen ist, indem man jedes Molekül als unabhängig betrachtet und den Mittelwert der durch die verschiedenen Moleküle gestreuten Intensitäten bildet. Eine nähere Betrachtung des Problems zeigt, daß diese Annahme zu rechtfertigen ist, und ich möchte hier meinen herzlichen Dank Herrn Prof. W. Heisenberg und Herrn Prof. C. G. Darwin für ihre Hilfe und Ratschläge in diesem Zusammenhang aussprechen.

Im folgenden wird das Streuproblem, soweit es die Atomschwingungen im Molekül betrifft, klassisch behandelt. Das Resultat der Rechnung gibt die kohärente Streuung gleichzeitig mit der von den Atomschwingungen herrührenden inkohärenten Streuung. Die inkohärente Streuung von den Atomen selber muß man, wie oben erwähnt, für sich berechnen[1]).

Die verallgemeinerte Streuformel unter Berücksichtigung der Atomschwingungen.

6. Wir werden zunächst die Debyesche Streuformel verallgemeinern, um den Einfluß der Atomschwingungen in Betracht zu ziehen. Das analoge Problem für den Fall der Streuung an Kristallen ist von Debye (11) und von Waller (12) behandelt worden. Wir nehmen an, das Molekül bestehe aus N-Atomen, deren Ruhelagen durch die von einem bestimmten Punkt O (Fig. 5) des Moleküls aus gezogenen Vektoren

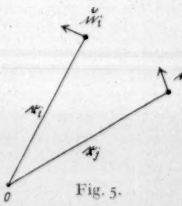


Fig. 5.

$\mathfrak{r}_1 \ldots \mathfrak{r}_N$ gegeben sind. Wegen der Wärmebewegungen und der Nullpunktsschwingungen schwingt jedes Atom um seine Ruhelage. Zu einer gegebenen Zeit t seien die Vektoren $\mathfrak{u}_1 \ldots \mathfrak{u}_N$ die Verschiebungen der Atome aus ihren Ruhelagen. Die Abstände der Atome vom Punkt O sind also zur Zeit t durch die Vektoren $\mathfrak{r}_1 + \mathfrak{u}_1, \ldots \mathfrak{r}_N + \mathfrak{u}_N$ bestimmt. Auf das Molekül fallen polarisierte monochromatische Röntgenstrahlen von der Wellenlänge λ. Wir wollen nun die Amplitude der durch dieses Molekül gestreuten Strahlung in einem Punkt Q in der Polarisationsebene berechnen, dessen Abstand R von O sehr groß

1) Vgl. W. van der Grinten, l. c.

1) Es wird hier immer angenommen, daß die Frequenzen der Röntgenstrahlen im Verhältnis zu den Eigenfrequenzen der Moleküle sehr groß sind, doch nicht so groß, daß Relativitätskorrektionen berücksichtigt werden müssen.

im Verhältnis zu den Atomdimensionen ist. Die Richtung des Primärstrahles bezeichnen wir durch den Einheitsvektor $\mathfrak{S}_0$, die des gestreuten Strahles durch den Einheitsvektor $\mathfrak{S}$. Zur Zeit t sei im Punkt Q die Phase der durch ein Atom im Punkt O gestreuten Strahlung ωt. Dann ist die entsprechende Phase für das $i$te Atom

$$\omega t - \varkappa\,(\mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0,\ \mathfrak{r}_i + \mathfrak{u}_i)\,, \tag{2}$$

wo

$$\varkappa = 2\pi/\lambda\,.$$

Setzen wir

$$\mathfrak{s} = \mathfrak{S} - \mathfrak{S}_0\,, \tag{3}$$

so ist

$$|\,\mathfrak{s}\,| = 2\sin\tfrac{1}{2}\Theta = s\,, \tag{4}$$

wo Θ der Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Strahl ist. Die Richtung des Vektors $\mathfrak{s}$ ist senkrecht zur Ebene, welche die Richtung des einfallenden Strahles $\mathfrak{S}_0$ in die des gestreuten Strahles $\mathfrak{S}$ reflektieren würde. Die Atomformfaktoren der Atome des Moleküls schreiben wir $f_1, f_2, \ldots f_N$.

Im Augenblick t ist die Amplitude der vom ganzen Molekül gestreuten Strahlung gleich

$$A = K e^{i\omega t} \sum_{i=N}^{i=1} f_i\, e^{ik\,(\mathfrak{s},\,\mathfrak{r}_i + \mathfrak{u}_i)}. \tag{5}$$

Die Größe K ist von R und den Elektronenkonstanten abhängig, hat aber für alle Atome denselben Wert und braucht hier nicht näher betrachtet zu werden. Die Intensität I_1 im Augenblick t erhalten wir, indem wir den Ausdruck (5) mit seinem konjugiert komplexen multiplizieren. Also folgt

$$\begin{aligned} I_1 &= K^2 \sum_i \sum_j f_i f_j\, e^{i\varkappa\left\{(\mathfrak{s},\,\mathfrak{r}_i + \mathfrak{u}_i) - (\mathfrak{s},\,\mathfrak{r}_j + \mathfrak{u}_j)\right\}} \\ &= K^2 \sum_i \sum_j f_i f_j\, e^{i\varkappa\,(\mathfrak{s},\,\mathfrak{r}_i - \mathfrak{r}_j)}\, e^{ik\,(\mathfrak{s},\,\mathfrak{u}_i - \mathfrak{u}_j)}\,, \end{aligned} \tag{6}$$

wo die Summen über alle Atome im Moleküle zu erstrecken sind.

Die Intensität I_1 ist diejenige, welche durch ein einzelnes Molekül mit einer bestimmten Orientierung in einem bestimmten Augenblick t gestreut wird. Um die beobachtbare Intensität zu erhalten, müssen wir den Mittelwert des Ausdrucks (6) bilden, indem wir erstens alle möglichen Werte der Verschiebungen $\mathfrak{u}_1 \ldots \mathfrak{u}_N$ und zweitens alle möglichen Orientierungen des Moleküls berücksichtigen.

Der Vektor $\mathfrak{r}_i - \mathfrak{r}_j$ ist gleich dem Abstand l_{ij} zwischen den $i$ten und $j$ten Atomen. Wenn φ der Winkel zwischen $\mathfrak{s}$ und l_{ij} ist, so wird (6)

$$I_1 = K^2 \sum_i \sum_j f_i f_j\, e^{i\varkappa s\, l_{ij}\cos\psi} \cdot e^{i\varkappa\,(\mathfrak{s},\,\mathfrak{u}_i - \mathfrak{u}_j)}\,, \tag{7}$$

und wir müssen den Mittelwert dieses Ausdrucks bilden, indem die Verschiebungen $\mathfrak{u}_i$, $\mathfrak{u}_j$ und der Winkel φ alle möglichen Werte annehmen. Wenn die Verschiebungen immer Null sind, so wird der zweite Exponentialfaktor Eins, und der Mittelwert von (7) über φ gibt den gewöhnlichen Debyeschen Ausdruck für die mittlere Streuung von einem Molekül ohne Atomschwingungen.

7. Wir berechnen zunächst den Mittelwert mit φ konstant, indem wir $\mathfrak{u}_i$, $\mathfrak{u}_j$ variieren; d. h. wir berechnen die Streuung von einem einzelnen Molekül mit einer bestimmten Orientierung über eine Zeit, die sehr lang im Verhältnis zu den Schwingungsperioden der Atome ist. Nachher können wir die Orientierung variieren lassen und in dieser Weise die mittlere beobachtbare Intensität erhalten.

Die einzelnen Glieder der Summe (6) können wir getrennt betrachten. Für diejenigen Glieder, für welche $i = j$, werden die beiden Exponentialfaktoren Eins. Es gibt N solche Glieder und für sie wird der Mittelwert

$$\sum_{i=N}^{i=1} f_i^2\,. \tag{8}$$

Es bleiben noch $N^2 - N$-Glieder, für die $i \neq j$, die Paaren verschiedener Atome entsprechen. Ein solches Glied ist

$$f_i f_j\, e^{i\varkappa\,(\mathfrak{s},\,l_{ij})}\, e^{i\varkappa\,(\mathfrak{s},\,\mathfrak{u}_i - \mathfrak{u}_j)}\,. \tag{9}$$

Wir berechnen nun den Mittelwert dieses Gliedes, in dem $\mathfrak{u}_i$ und $\mathfrak{u}_j$ variieren.

8. Die Verschiebungen $\mathfrak{u}_1 \ldots \mathfrak{u}_N$ sind voneinander nicht unabhängig. Das Molekül bildet ein System von N gekoppelten Oszillatoren. Jede beliebige kleine Schwingung eines solchen Systems kann als lineare Kombination von $3N$ Normalschwingungen geschrieben werden. Wenn das Molekül frei ist, so sind im allgemeinen sechs dieser Normalkoordinaten nötig, um die Translation und Rotation des ganzen Moleküls zu beschreiben, während die übrigen $3N - 6$ seine inneren Schwingungen betreffen. Es sind natürlich diese, die uns hier interessieren.

Wir setzen nun für die Komponenten der Vektorverschiebung $\mathfrak{u}_i$, auf ein rechtwinkliges Koordinatensystem x, y, z bezogen, ξ_i, η_i, ζ_i. Die $3N$-Größen $\xi_1, \eta_1, \zeta_1, \ldots \xi_N, \eta_N, \zeta_N$ bestimmen die Konfiguration des Systems zur Zeit t, und jede muß als lineare Kombination der $3N$-Normalkoordinaten $p_1 \ldots p_{3N}$ ausgedrückt werden können. Wenn T die kinetische und V die potentielle Energie des Systems sind, so sind die Normalkoordinaten in solcher Weise definiert, daß

$$\begin{aligned} T &= \tfrac{1}{2} \sum_{n=3N}^{n=1} \dot{p}_n^2 \\ V &= \tfrac{1}{2} \sum_{n=3N}^{n=1} \omega_n^2 p_n^2\,. \end{aligned} \tag{10}$$

Wenn $L = T - V$, so sind die Bewegungsgleichungen des Systems die $3N$-Gleichungen

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{p}_n}\right) - \frac{\partial L}{\partial p_n} = 0 \quad (n = 1, 2 \ldots 3N) \tag{11}$$

oder

$$\ddot{p}_n + \omega_n^2 p_n = 0 . \tag{11a}$$

Das System kann also $3N$ unabhängige Normalschwingungen ausführen, deren Kreisfrequenzen $\omega_1 \ldots \omega_{3N}$ sind. Die Lösung von (11a) ist

$$p_n = A_n e^{i\omega_n t} . \tag{12}$$

A_n ist eine komplexe Amplitude und enthält auch eine Phase.

Die Verschiebungen können in bekannter Weise als lineare Kombinationen der Normalkoordinaten geschrieben werden. Wir haben also

$$\xi_i = \sum_n \alpha_{in} p_n , \quad \eta_i = \sum_n \beta_{in} p_n , \quad \zeta_i = \sum_n \gamma_{in} p_n , \tag{13}$$

oder mit Rücksicht auf (12)

$$\left.\begin{aligned} \xi_i &= \sum_n A_n \alpha_{in} e^{i\omega_n t} , \quad \eta_i = \sum_n A_n \beta_{in} e^{i\omega_n t} , \\ \zeta_i &= \sum_n A_n \gamma_{in} e^{i\omega_n t} . \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Die Koeffizienten α_{in}, β_{in}, γ_{in} bestimmen die relativen Amplituden der verschiedenen Atome des Moleküls bei einer gegebenen Normalschwingung p_n und sind durch die Geometrie und die dynamische Beschaffenheit des Systems bestimmt. Die relativen Amplituden und Phasen der verschiedenen Normalschwingungen sind durch die Koeffizienten A_n gegeben, und diese sind zunächst willkürlich. Sie stellen die Integrationskonstanten des Gleichungssystems (11) dar. In einem Problem, wie dem vorliegenden, in welchem wir eine sehr große Anzahl Moleküle in thermischem Gleichgewicht betrachten, werden aber die mittleren relativen Werte der Koeffizienten A_n durch bekannte statistische Prinzipien bestimmt.

9. Nach dieser Vorbereitung kehren wir zum Problem der Berechnung der mittleren Intensität zurück. Wenn λ, μ, ν die Richtungskosinusse des Vektors $\bar{s}$, auf das Koordinatensystem x, y, z bezogen, sind, so hat man

$$\left.\begin{aligned} (\bar{s}, \mathfrak{u}_i - \mathfrak{u}_j) = s\{&\lambda(\xi_i - \xi_j) + \mu(\eta_i - \eta_j) \\ &+ \nu(\zeta_i - \zeta_j)\} \end{aligned}\right| \tag{15}$$

$$= s \sum_n (q_n)_{ij} p_n \tag{16}$$

wo

$$\left.\begin{aligned} (q_n)_{ij} = \lambda(\alpha_{in} - \alpha_{jn}) &+ \mu(\beta_{in} - \beta_{jn}) \\ &+ \nu(\gamma_{in} - \gamma_{jn}) . \end{aligned}\right| \tag{17}$$

Der Ausdruck (9), der den Beitrag des Atompaares ij gibt, wird also

$$f_i f_j e^{i\varkappa s \cos\varphi} \cdot e^{i\varkappa s \sum_n q_n p_n} , \tag{18}$$

in welchem der Bequemlichkeit halber die Indizes ij in den Exponenten weggelassen sind.

Um M_{ij}, den Mittelwert von (9) über alle Verschiebungen, zu berechnen, brauchen wir den Mittelwert des zweiten Exponentialfaktors in (18) über alle Werte der Normalkoordinaten p_n. Wenn $W(p_n)\,dp_n$ die Wahrscheinlichkeit dafür darstellt, daß p_n einen Wert zwischen p_n und $p_n + dp_n$ hat, so wird der gesuchte Mittelwert durch

$$\overline{e^{i\varkappa s \sum_n q_n p_n}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots \int_{-\infty}^{+\infty} W(p_1) \ldots W(p_{3N}) e^{i\varkappa s \sum_n q_n p_n} dp_1 \ldots dp_{3N} \tag{19}$$

gegeben.

Die Phasen der verschiedenen Normalschwingungen sind voneinander vollkommen unabhängig, darum wird (19) das Produkt von $3N$-Integralen vom Typus

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(p) e^{i\varkappa s q p} dp . \tag{20}$$

Wenn nun die Wahrscheinlichkeitsfunktionen die Form

$$W(p) = C e^{-Bp^2} ; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} W(p)\,dp = 1 \tag{21}$$

haben, so läßt sich (20) leicht integrieren. Man bekommt

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(p) e^{i\varkappa s q p} dp = e^{-\frac{\varkappa^2 s^2 q^2}{4B}} = e^{-\frac{1}{2}\varkappa^2 s^2 q^2 \overline{p^2}} , \tag{22}$$

in welchem $\overline{p^2}$ das mittlere Quadrat der Normalkoordinate p ist, das durch die Gleichung

$$\overline{p^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} W(p) p^2 dp \tag{23}$$

gegeben wird.

Nun hat Bloch (13) auf Grund der Schrödingerschen Theorie gezeigt, daß für einen har-

monischen Oszillator $W(p)$ tatsächlich die Form (21) hat, mit

$$B = \frac{4\pi^2\nu}{h} \operatorname{tgh} \frac{h\nu}{2kT}, \tag{24}$$

wo ν die Frequenz des Oszillators, h die Planck-sche Konstante, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur sind. Aus (24) und (22) bekommt man

$$\overline{p^2} = \frac{h}{8\pi^2\nu} \cdot \coth \cdot \frac{h\nu}{2kT}. \tag{25}$$

Wenn also die Frequenzen der Normalschwingungen bekannt sind, so kann man aus (25) die entsprechenden Werte von $\overline{p^2}$ leicht erhalten[1]).

Der Mittelwert von (9) über alle Atomverschiebungen ist also

$$M_{ij} = f_i f_j e^{i\varkappa(\mathfrak{s},l)} e^{-\frac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum q_n^2 \overline{p_n^2}}. \tag{28}$$

10. Wir müssen nun den Mittelwert von (28) über alle möglichen Orientierungen des Moleküls bilden. Für diesen Zweck wollen wir zunächst den Ausdruck in etwas anderer Form schreiben. Da die Richtungskosinusse von $\mathfrak{s}$, λ, μ, ν sind, so sind die Komponenten von $\mathfrak{s}$ parallel zu x, y, z, λs, μs, νs ($s = |\mathfrak{s}|$). Wenn ferner l_x, l_y, l_z die Komponenten von l sind, so hat man

$$\varkappa(\mathfrak{s}, l) = \varkappa s(\lambda l_x + \mu l_y + \nu l_z) = a\lambda + b\mu + c\nu. \tag{29}$$

Wir führen noch die folgenden Abkürzungen ein

$$\left.\begin{aligned} P_n &= \alpha_{in} - \alpha_{jn}, \quad Q_n = \beta_{in} - \beta_{jn}, \\ R_n &= \gamma_{in} - \gamma_{jn} \end{aligned}\right| \tag{30}$$

und erhalten mit Rücksicht auf (17)

$$\left.\begin{aligned} \tfrac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum_n q_n^2 \overline{p_n^2} = A\lambda^2 + B\mu^2 + C\nu^2 + 2D\lambda\mu \\ + 2E\mu\nu + 2F\nu\lambda, \end{aligned}\right| \tag{31}$$

wo

$$\left.\begin{aligned} A = \tfrac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum_n P_n^2 \overline{p_n^2}, \quad B = \tfrac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum_n Q_n^2 \overline{p_n^2}, \\ C = \tfrac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum_n R_n^2 \overline{p_n^2}, \quad D = \tfrac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum_n P_n Q_n \overline{p_n^2}, \\ E = \tfrac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum_n Q_n R_n \overline{p_n^2}, \quad F = \tfrac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum_n R_n P_n \overline{p_n^2}. \end{aligned}\right| \tag{32}$$

In Wirklichkeit bleibt die Richtung $\mathfrak{s}$ fest, während die Moleküle alle Orientierungen nehmen. Um den Mittelwert zu berechnen, ist es aber mathematisch etwas einfacher, die Richtung von l als konstant zu betrachten und $\mathfrak{s}$ alle möglichen Richtungen nehmen zu lassen. Die beiden Betrachtungsweisen führen zu genau demselben Resultat. Wenn nun $\Omega\, d\omega$ die Wahrscheinlichkeit dafür darstellt, daß die Richtung $\lambda\, \mu\, \nu$ innerhalb des Raumwinkels $d\omega$ liegt, so ist $\overline{M}_{ij}$, der Mittelwert des Ausdrucks (28) über allen Orientierungen, durch die folgende Gleichung gegeben.

$$\overline{M}_{ij} = f_i f_j \int e^{i(\lambda a + \mu b + \nu c)} e^{-[A\lambda^2 + B\mu^2 + C\nu^2 + 2D\lambda\mu + 2E\mu\nu + 2F\nu\lambda]} \Omega\, d\omega. \tag{33}$$

Die Rechnung wird einfacher, wenn wir eine der Koordinatenachsen, z. B. x, in der Richtung von l_{ij} legen. In diesem Falle hat man

$$a = \varkappa s l, \quad b = c = o \tag{34}$$

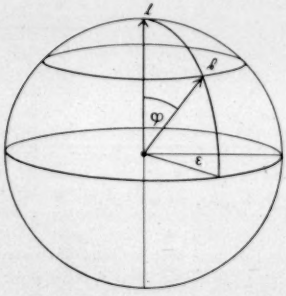


Fig. 6.

und ferner

$$\lambda = \cos\varphi, \quad \mu = \sin\varphi\cos\varepsilon, \quad \nu = \sin\varphi\sin\varepsilon, \tag{35}$$

wenn φ und ε der polare bzw. der azimutale Winkel von $\mathfrak{s}$ ist (s. Fig. 6).

Wenn alle Orientierungen des Moleküls gleichwahrscheinlich sind, so ist

$$\Omega\, d\omega = \frac{1}{4\pi} \sin\varphi\, d\varphi\, d\varepsilon. \tag{36}$$

1) Es ist von Waller (12) gezeigt worden, daß man, solange die Verschiebungen klein sind, für den Mittelwert angenähert die Form (22) erhält, ohne besondere Annahmen über die Form von $W(p)$ zu machen. Nun hat man aus (10) für E_n die Gesamtenergie der Normalschwingung p_n

$$E_n = \frac{1}{2}\dot{p}_n^2 + \frac{1}{2}\omega_n^2 p_n^2,$$

also

$$\begin{aligned} \overline{E}_n &= \frac{1}{2}\overline{\dot{p}_n^2} + \frac{1}{2}\omega_n^2 \overline{p_n^2} \\ &= \omega_n^2 \overline{p_n^2} = 4\pi^2\nu_n^2 \overline{p_n^2}. \end{aligned} \tag{26}$$

Auf Grund der älteren Quantentheorie mit der weiteren Annahme von Nullpunktsenergie hat man nun, wenn $\xi = h\nu_n/kT$,

$$\left.\begin{aligned} \overline{E}_n = kT\left\{\frac{1}{2}\xi + \frac{\xi}{e^\xi - 1}\right\} &= \frac{1}{2}kT \cdot \xi \cdot \frac{e^\xi + 1}{e^\xi - 1} \\ &= \frac{1}{2}h\nu_n \coth \frac{h\nu_n}{2kT}. \end{aligned}\right| \tag{27}$$

Aus (26) und (27) erhält man also wieder den Ausdruck (25) für $\overline{p_n^2}$.

Den zweiten Exponentialfaktor in (33) entwickeln wir in eine Reihe und betrachten zunächst nur die Glieder erster Ordnung in A, B, C. Mit Rücksicht auf (34) und (36) wird (33) dann

$$4\pi \overline{M}_{ij} = f_i f_j \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\lambda a} \{1 - (A\lambda^2 + B\mu^2 + C\nu^2 + 2D\lambda\mu + 2E\mu\nu + 2F\nu\lambda\} \sin\varphi \, d\varphi \, d\varepsilon . \quad (37)$$

Die Glieder in $\lambda\mu$, $\mu\nu$ und $\nu\lambda$ geben zum Integral keinen Beitrag, denn

$$\lambda\mu = \cos\varphi \sin\varphi \cos\varepsilon, \quad \mu\nu = \sin^2\varphi \cos\varepsilon \sin\varepsilon,$$
$$\nu\lambda = \cos\varphi \sin\varphi \sin\varepsilon,$$

und, da der Exponentialfaktor nicht von ε abhängt, verschwinden alle solchen Glieder beim Integrieren über ε von 0 bis 2π. Gleichung (37) reduziert sich auf die Form

$$\overline{M}_{ij} = f_i f_j \int_{-1}^{+1} \left\{1 - A\lambda^2 - \frac{B+C}{2}(1-\lambda^2)\right\} e^{i a\lambda} d\lambda, \quad (38)$$

die wegen der Beziehung

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} e^{i a\lambda} \lambda^{2n} d\lambda = (-1)^n \frac{d^{2n}}{da^{2n}}\left(\frac{\sin a}{a}\right) \quad (39)$$

endlich

$$\overline{M}_{ij} = f_i f_j \left[\frac{\sin a}{a} + A\frac{d^2}{da^2}\left(\frac{\sin a}{a}\right) - \frac{B+C}{2}\left\{\frac{\sin a}{a} + \frac{d^2}{da^2}\left(\frac{\sin a}{a}\right)\right\}\right] \quad (40)$$

wird.

Wenn $J_{k+\frac{1}{2}}$ eine Besselfunktion von der Ordnung $k+\frac{1}{2}$ (k ganzzahlig) ist, so hat man

$$J_{k+\frac{1}{2}}(a) = \frac{\sqrt{2}\cdot a^{k+\frac{1}{2}}}{2^k k!\sqrt{\pi}}\left(1 + \frac{d^2}{da^2}\right)^k \cdot \frac{\sin a}{a} . \quad (41)$$

Der Operator $\left(1+\frac{d^2}{da^2}\right)^k$ hat die Bedeutung $1 + k\frac{d^2}{da^2} + \frac{k(k-1)}{2!}\frac{d^4}{da^4} + \cdots$. Der Mittelwert läßt sich also in der Form

$$\overline{M}_{ij} = f_i f_j \left[\frac{\sin a}{a}(1-A) + \left\{A - \frac{1}{2}(B+C)\right\}\sqrt{2\pi}\cdot a^{-\frac{3}{2}} J_{\frac{3}{2}}(a)\right] \quad (42)$$

schreiben, die für die Rechnung bequem ist, da die notwendigen Zahlentafeln von $(\sin a)/a$ und $J_{\frac{3}{2}}(a)$ existieren.

In ganz analoger Weise läßt sich das Glied zweiter Ordnung in $A, B, \ldots$ in (33) integrieren. Es hat aber wenig Sinn, die Integration in allen Einzelheiten auszuführen, da in allen praktischen Anwendungen die so erhaltenen Glieder numerisch sehr klein sind. Die Korrektion zweiter Ordnung liefert ein Glied $\frac{1}{4}A^2\,(\sin a)/a$. Das erste Glied in (42) wird also $\frac{\sin a}{a}\left(1 - A + \frac{1}{2}A^2\right)$, und es liegt nahe anzunehmen, die vollständige Form sei $e^{-A}(\sin a)/a$, was durch eine nähere Betrachtung bestätigt wird. Die gestreute Intensität vom ganzen Molekül, mit Berücksichtigung der Atomschwingungen, können wir also schreiben als

$$I = K^2 \sum_i \sum_j f_i f_j \left[\frac{\sin a}{a} e^{-A} + \left\{A - \frac{B+C}{2}\right\}\sqrt{2\pi}\, a^{-\frac{3}{2}} J_{\frac{3}{2}}(a)\right], \quad (43)$$

wo $a = \varkappa s l_{ij} = 4\pi \frac{\sin\frac{1}{2}\Theta}{\lambda}\cdot l_{ij}$ und A, B und C die Bedeutungen von Gleichung (32) haben und natürlich für jedes Atompaar verschieden sind. Die Korrektion zweiter Ordnung, die wir hier vernachlässigt haben, enthält auch Glieder in D, E und F.

A, B und C haben einfache geometrische Bedeutungen. Aus (33) und (30) ist

$$A = \tfrac{1}{2}\varkappa^2 s^2 \sum_n (\alpha_{in} - \alpha_{jn})^2 \hat{p}^2.$$

Nach (13) ist aber:

$$(\alpha_{in} - \alpha_{jn})^2 \hat{p}_n^2 = \overline{(\xi_i - \xi_j)_n^2} = \overline{(\delta l_{ij}^2)_n}, \quad (44)$$

d. h. das mittlere Quadrat der Änderung des Abstandes zwischen dem $i$ten und $j$ten Atom wegen der $n$ten Normalschwingung, da in der oben ausgeführten Rechnung die x-Achse in der Richtung l_{ij} liegt. Ferner, weil die Phasen der verschiedenen Normalschwingungen voneinander unabhängig sind, hat man, wenn $\overline{\delta l_{ij}^2}$ das mittlere Quadrat der Abstandsänderung unter dem

Einfluß aller Schwingungen ist,

$$\overline{\delta l_{ij}^2} = \sum_n \overline{(\delta l_{ij}^2)_n}. \qquad (45)$$

Man kann also schreiben

$$A = 8\pi^2 \left(\frac{\sin \frac{1}{2}\Theta}{\lambda}\right)^2 \overline{\delta l_{ij}^2} \qquad (46)$$

mit analogen Ausdrücken für B und C, die die Schwingungen senkrecht zu l_{ij} betreffen.

Ohne Atomschwingungen verschwinden A, B und C, und (43) reduziert auf die gewöhnliche Debyesche Formel für die Streuung. Das Glied in (43), welches die Besselfunktion enthält, wird bei zunehmendem a, d. h. bei zunehmendem Streuwinkel, rasch sehr klein. Es wird auch immer mit einem Faktor multipliziert, der $(\sin \frac{1}{2}\Theta)^2/\lambda^2$ proportional ist, und ist auch deshalb bei kleineren Winkeln klein. In der Tat ist dieses Glied in allen praktischen Fällen numerisch zu vernachlässigen, und die Streuformel nimmt in sehr guter Annäherung die einfache Form an:

$$I = K^2 \sum_i \sum_j \frac{\sin a}{a} e^{-A} \cdot f_i f_j. \qquad (47)$$

Es muß an dieser Stelle wieder betont werden, daß die Streuformeln (43) und (47) keine rein kohärente Strahlung darstellen. Wie in der Einleitung § 5 besprochen wurde, geben sie auch die von den Atomschwingungen herrührende inkohärente Streuung. Um die Gesamtstreuung, die photographisch oder ionometrisch gemessen wird, zu erhalten, muß man noch die von den Atomelektronen selber herrührende inkohärente Streuung hinzufügen.

11. Der Fall eines zweiatomigen Moleküls. Als erste einfache Anwendung der Streuformel wollen wir den Fall eines Moleküls betrachten, das aus zwei Atomen der Massen m_1 und m_2 besteht, deren Abstand in der Gleichgewichtslage l ist. Ein solches System besitzt nur eine einzige Normalschwingung, die in der Richtung der Verbindungslinie zwischen den Atomen stattfindet. Es seien ξ_1, ξ_2 die Verschiebungen der Atome durch diese Schwingung. Wegen der Erhaltung des Schwerpunktes folgt

$$m_1 \xi_1 + m_2 \xi_2 = 0.$$

Ferner hat man aus (10), wenn p die Normalkoordinate ist

$$T = \tfrac{1}{2}(m_1 \dot{\xi}_1^2 + m_2 \dot{\xi}_2^2) = \tfrac{1}{2}\dot{p}^2,$$

und aus (13)

$$\xi_1 = \alpha_1 p, \quad \xi_2 = \alpha_2 p.$$

Also folgt

$$\alpha_1 = \frac{\sqrt{\mu}}{m_1}, \qquad \alpha_2 = \frac{-\sqrt{\mu}}{m_2}, \qquad \alpha_1 - \alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{\mu}}.$$

Die Koeffizienten β und γ, und somit B und C, sind 0.

μ ist hier die sogenannte „reduzierte Masse", die durch die Beziehung

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$$

definiert ist.

Aus (43) hat man also für die gestreute Intensität

$$I = K^2\left[f_1^2 + f_2^2 + 2f_1 f_2 \left\{\frac{\sin \varkappa s l}{\varkappa s l} e^{-A} + A\sqrt{2\pi}\,(\varkappa s l)^{-\frac{3}{2}} J_{\frac{3}{2}}(\varkappa s l)\right\}\right],$$

wo

$$A = \frac{1}{2}\varkappa^2 s^2 (\alpha_1 - \alpha_2)^2 \bar{p}^2 = \frac{h}{\mu\nu} \coth \frac{h\nu}{2kT} \cdot \left(\frac{\sin \frac{1}{2}\Theta}{\lambda}\right)^2.$$

Für Chlor folgt z. B. aus dem Ramaneffekt $\nu = 1{,}665 \cdot 10^{13}\ \mathrm{sek}^{-1}$. Bei 17° C (290° abs.) ist also $\frac{h\nu}{2kT} = 1{,}37$ und $\coth \frac{h\nu}{2kT} = 1{,}14$. Die Masse m des Chloratoms ist $58{,}57 \cdot 10^{-24}$ g.

Wenn man diese Zahlen in die Gleichung für die Intensität einsetzt, so wird

$$A = \frac{0 \cdot 153 \cdot 10^{-16} (\sin \frac{1}{2}\Theta)^2}{\lambda^2}.$$

Für *CuKa*-Strahlung ist $\lambda = 1{,}54$ Å, und bei einem Streuwinkel von 120° ist also A ungefähr gleich 0,046. Die Temperaturkorrektion, selbst bei diesem ziemlich großen Winkel, beträgt nur etwa 5 Proz. des periodischen Teiles der gestreuten Intensität, und liegt sicher innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen.

Aus diesem einfachen Beispiel ersieht man deutlich, daß bei der Streuung durch Gase die Verhältnisse für die experimentelle Beobachtung eines Temperatureffekts überhaupt ungünstig liegen. Die Formel für die gestreute Intensität besteht aus den zwei Teilen $f_1^2 + f_2^2$ und $f_1 f_2 e^{-A} (\sin a)/a$. Der erste Teil wird von der Temperatur gar nicht beeinflußt. Der zweite Teil zeigt bei Streuwinkeln, wo der Temperaturexponent A überhaupt in Betracht fällt, nur ganz kleine Schwankungen der Gesamtintensität. Bei der Beobachtung des Temperatureffekts sucht man nur Änderungen dieser kleinen

Schwankungen, die relativ groß sein können, ohne außerhalb der Fehlergrenzen der Bestimmung der Gesamtintensität zu kommen.

12. Die Normalschwingungen eines Tetraedermoleküls vom Typus XY_4. Wir berechnen nun die Normalschwingungen eines Moleküls XY_4, das aus vier Atomen Y von der Masse m, in den Ecken eines regulären Tetraeders, und einem Atom X, von der Masse M, im Tetraedermittelpunkt, besteht. Das Problem der Schwingungen eines solchen Moleküls ist von verschiedenen Autoren behandelt worden, natürlich unter gewissen einfachen Annahmen über die Natur der Kräfte, die die Atome im Molekül zusammenhalten. Dennison (14) hat die Schwingungen bei Methan unter der Annahme von Zentralkräften zwischen den Atomen betrachtet, hat seine Formeln aber nur für den Sonderfall Methan gegeben. Schaefer (15) hat die Formeln von Dennison für den Fall eines Moleküls mit Atomen von beliebigen Massen m und M verallgemeinert. Für den Zweck der vorliegenden Arbeit ist es aber nötig, die geometrischen Verhältnisse der Bewegungen etwas anschaulicher als in den beiden zitierten Arbeiten darzustellen, und wir wollen als Grundlage die Behandlungsweise von Ruark und Urey (16) in ihrem Buch „Atoms, Molecules and Quanta" benutzen.

Mit Dennison nehmen wir an, die potentielle Energie des Moleküls sei

$$V = V_1(q_1, \dots q_6) + V_2(r_1 \dots r_4), \qquad (48)$$

wo $q_1 \dots q_6$ die sechs Abstände zwischen den Y-Atomen, d. h. die Tetraederkanten, und $r_1 \dots r_4$ die vier Abstände zwischen dem X-Atom und einem Y-Atom, d. h. die Tetraederradien, sind. Die Änderung der potentiellen Energie wegen der kleinen Verschiebungen $\delta q_1 \dots \delta q_6$ $\delta r_1 \dots \delta r_4$ ist durch die Gleichung

$$V = V_0 + \left(\frac{\partial V_1}{\partial q}\right)_0 \sum_1^6 \delta q_i + \left(\frac{\partial V_2}{\partial r}\right)_0 \sum_1^4 \delta r_i + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 V_1}{\partial q^2}\right)_0 \sum_1^6 \delta q_i^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 V_2}{\partial r^2}\right)_0 \sum_1^4 \delta r_i^2 \qquad (49)$$

gegeben.

Hier ist die Annahme gemacht, daß Glieder vom Typus $\frac{\partial^2 V}{\partial q_i \partial q_j}$ vernachlässigt werden können, d. h. daß die Kraft zwischen zwei Atomen von den relativen Lagen der anderen Atome nicht abhängt. Die Änderung der potentiellen Energie wegen der Verschiebungen wird in (49) als Funktion der 10 Größen $\delta q_i \dots$, $\delta r_i \dots$ ausgedrückt. Den inneren Schwingungen des Moleküls entsprechen aber nur neun Freiheitsgrade, und deshalb können alle zehn Größen nicht unabhängig sein. Es muß zwischen ihnen, auch im allgemeinsten Falle, eine Beziehung bestehen.

Die geometrische Natur der verschiedenen Schwingungen werde wie im Buch von Ruark und Urey angenommen. Die Größen δq_i, δr_i werden dann als Funktionen der angenommenen Normalkoordinaten ausgedrückt, und es wird gezeigt, daß die durch (49) berechnete potentielle Energie, und die entsprechende kinetische Energie, die Form (10) annehmen, die für die Normalkoordinaten charakteristisch ist.

Gleichung (49) kann man in etwas anderer Form schreiben, indem man eine Beziehung zwischen $\left(\frac{\partial V_1}{\partial q}\right)_0$ und $\left(\frac{\partial V_2}{\partial r}\right)_0$ benutzt. Betrachten wir die Bewegung, bei der das X-Atom fest bleibt und alle Y-Atome gleiche radiale Schwingungen ausführen. Dann hat man

$$\delta q_1 = \delta q_2 = \dots = \delta q; \quad \delta r_1 = \delta r_2 = \dots = \delta r$$
und
$$\delta r = \sqrt{\tfrac{3}{8}}\,\delta q. \qquad (50)$$

Nun stellt diese Bewegung eine kleine Schwingung um eine Gleichgewichtslage dar, und deshalb muß in diesem Falle das lineare Glied in (49) verschwinden. Aus dieser Bedingung folgt

$$\left(\frac{\partial V_1}{\partial q}\right)_0 = -\frac{1}{\sqrt{6}}\left(\frac{\partial V_2}{\partial r}\right)_0. \qquad (51)$$

Wir führen nach Dennison die folgenden Abkürzungen ein:

$$K_1 = \left(\frac{\partial^2 V_1}{\partial q_i^2}\right)_0, \; K_2 = \left(\frac{\partial^2 V_2}{\partial r^2}\right)_0, \; K' = -\frac{1}{r_0}\left(\frac{\partial V_2}{\partial r}\right)_0$$
$$\frac{K_1}{K_2} = \alpha, \quad \frac{K'}{K_2} = \beta. \qquad (52)$$

und bekommen aus (49), (51) und (52)

$$V = V_0 + K_2\left\{\beta r_0\left(\frac{1}{\sqrt{6}}\sum_1^6 \delta q_i - \sum_1^4 \delta r_i\right) + \frac{1}{2}\alpha \sum_1^6 \delta q_i^2 + \frac{1}{2}\sum_1^4 \delta r_i^2\right\} \qquad (53)$$

13. Die Normalschwingungen. Den neun Freiheitsgraden entsprechen neun unabhängige Normalschwingungen. Wegen der symmetrischen Form des Moleküls tritt aber Entartung ein, und man erhält nur vier verschiedene Frequenzen, deren Natur wir jetzt näher betrachten müssen.

a) Frequenz I: Die oben besprochene Schwingung, in der das X-Atom fest bleibt und

alle Y-Atome gleiche radiale Schwingungen ausführen, ist eine Normalschwingung. Aus (50) und (53) findet man sofort für die potentielle Energie

$$V = V_0 + 2(4\alpha + 1) K_2 (\delta r)^2 , \qquad (54)$$

und für die kinetische Energie hat man offenbar

$$T = 2m(\delta \dot{r})^2 = \tfrac{1}{2} \dot{p}_1^2 , \qquad (55)$$

wenn p_1 die entsprechende Normalkoordinate ist. Aus (11), (54) und (55) bekommt man, wenn ν_1 die Frequenz ist

$$\nu_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_2}{m}(4\alpha + 1)} \; ; \quad \delta r = \frac{1}{2\sqrt{m}} p_1 . \qquad (56)$$

Es gibt nur eine mögliche Schwingung dieser Art.

b) Frequenz II: Wir betrachten nun diejenigen Schwingungen, bei welchen das X-Atom fest bleibt und auch die Radien XY nicht geändert werden. Wie wir sehen werden, gibt es zwei unabhängige Schwingungen dieser Art mit derselben Frequenz. In der Gleichgewichtslage liegen die X-Atome in vier Ecken eines Würfels (Fig. 7). Wir wählen rechtwinklige Koordinatenachsen x, y, z, die zu den Kanten dieses Würfels parallel sind, und deren Ursprung der Mittelpunkt des Tetraeders ist. Betrachten wir nun eine Schwingung, die eine einfache Drillung um die z-Achse darstellt, in der die Linie $Y_1 Y_3$ um einen Winkel $+\omega$, die Linie $Y_2 Y_4$ um einen Winkel $-\omega$ in Ebenen senkrecht zur z-Achse gedreht werden. Man kann sehr leicht zeigen, daß eine solche Schwingung eine Normalschwingung ist. Das System kann natürlich ähnliche Schwingungen um alle drei Achsen ausführen, die aber nicht alle unabhängig sind; denn eine kleine Drillung des Tetraeders um eine Achse kann man immer als aus Drillungen um die andern zwei Achsen zusammengesetzt denken. Nehmen wir an, das System führe kleine

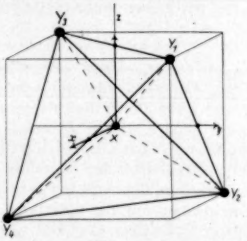


Fig. 7.

Drillungen ψ, χ, ω um die Achsen x, y, z aus. Dann kann man zeigen, daß

$$\left.\begin{aligned} \sum_1^6 \delta q_i &= -\frac{q_0}{4}\left[(\chi-\psi)^2 + (\omega-\chi)^2 + (\psi-\omega)^2\right] \\ \sum_1^6 \delta q_i^2 &= \frac{q_0^2}{2}\left[(\chi-\psi)^2 + (\omega-\chi)^2 + (\psi-\omega)^2\right], \end{aligned}\right\} \qquad (57)$$

wo q_0 die ungestörte Länge der Tetraederkante ist. In diesem Fall hat man ferner $\sum_1^4 \delta r_i = \sum_1^4 \delta r_i^2 = 0$, und bekommt also aus (53) und (57) unter Benutzung der Beziehung $4 r_0 = \sqrt{6} \cdot q_0$

$$V = V_0 + \frac{K_2}{4}(\alpha - \tfrac{1}{4}\beta) q_0^2 \left[(\chi-\psi)^2 + (\omega-\chi)^2 + (\psi-\omega)^2\right] . \qquad (58)$$

Für die kinetische Energie hat man

$$T = \frac{m q_0^2}{4}\left[(\dot{\chi}-\dot{\psi})^2 + (\dot{\omega}-\dot{\chi})^2 + (\dot{\psi}-\dot{\omega})^2\right]. \qquad (59)$$

Aus der Form der Gleichungen (58) und (59) sieht man sofort, daß die drei Schwingungen ψ, χ, ω keine unabhängigen Normalschwingungen sind. Setzen wir aber $\chi = -\psi$, so werden die Gleichungen

$$V = \frac{K_2}{2}(\alpha - \tfrac{1}{4}\beta) q_0^2 (3\psi^2 + \omega^2) + V_0 , \qquad (60)$$

$$T = \frac{m q_0^2}{2}(3\dot{\psi}^2 + \dot{\omega}^2) , \qquad (60a)$$

die nun die richtige Form besitzen.

Diese Gleichungen stellen zwei unabhängige Normalschwingungen dar, erstens die einfache Drillung ω um die z-Achse, und zweitens eine Schwingung, die aus gleichzeitigen Drillungen $+\psi$ und $-\psi$ um die x- bzw. die y-Achse zusammengesetzt ist. Diese beiden Schwingungen haben dieselbe Frequenz ν_{II}, die nach (11), (60) und (60a) durch

$$\nu_{II} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_2}{m}\left(\alpha - \frac{1}{4}\beta\right)} \qquad (61)$$

gegeben wird.

Die geometrische Natur dieser Schwingungen kann man aus Fig. 8 ersehen. Die X-Atome liegen auf der Oberfläche einer Kugel. A und C, B und D liegen auf den Meridiankreisen $NASC$ bzw. $NBSD$, deren Ebenen in der Gleichgewichtslage zueinander senkrecht sind. Bei der einfachen Drillung schwingen diese beiden Ebenen in entgegengesetzten Richtungen um die Polarachse NS. Die Bewegungen der Atome werden durch die Pfeile a in Fig. 8 bezeichnet. Die Kantenlängen AC und BD bleiben unverändert; AB und CD werden verlängert, während AD und CB verkürzt werden, und umgekehrt.

Bei der zweiten Bewegung, die aus Drillungen $+\psi$ um x und $-\psi$ um y zusammengesetzt ist, bleiben die beiden Meridianebenen senkrecht zueinander. Die Atome A und C schwingen den Kreis $NASC$, B und D den Kreis $NBSD$ mit gleicher Amplitude und in entgegengesetztem Sinn entlang. Diese Bewegung ist in Fig. 8 durch die Pfeile b angedeutet. In diesem Falle werden die Kantenlängen AC, BD verkürzt, indem AB, AD, CB, CD alle verlängert werden, und umgekehrt. Es läßt sich leicht zeigen, daß die Änderungen der Seiten AC, BD immer zweimal so groß als die der übrigen Seiten sind.

Die allgemeinste Bewegung mit der Frequenz ν_{II} kann man durch Superposition dieser beiden Schwingungen erhalten. Jedes Atom beschreibt auf der Kugelfläche eine kleine Ellipsenbahn. Da die Amplituden und die Phasen der beiden Schwingungen voneinander unabhängig sind, so sind die Achsenrichtung und das Achsenverhältnis der Ellipse willkürlich. Wenn aber einmal die Bewegung eines Atoms festgelegt wird, so werden damit die Bewegungen aller anderen bestimmt.

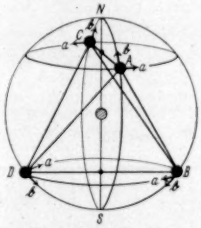


Fig. 8. Die Torsionsschwingungen.

c) Frequenzen III und IV. Bisher haben wir nur solche Bewegungen betrachtet, bei denen das X-Atom immer im Schwerpunkt der Y-Atome bleibt. Solche Bewegungen sind optisch inaktiv, weil durch sie keine Änderung des elektrischen Moments des Moleküls hervorgerufen wird, und wir müssen sie daher in den Ramanfrequenzen und nicht in den gewöhnlichen ultraroten optischen Frequenzen suchen. Wir wollen jetzt diejenigen Normalschwingungen betrachten, bei denen sich das X-Atom aus dem Schwerpunkte der Y-Atome heraus bewegt, die also den ultraroten Frequenzen entsprechen.

Betrachten wir eine Schwingung, bei der das X-Atom um z_2 in der negativen Richtung der z-Achse verschoben wird. Wegen der Erhaltung des Schwerpunktes, müssen zur gleichen Zeit alle Y-Atome um z_1 in der positiven Richtung verschoben werden, wo

$$4mz_1 + Mz_2 = 0.$$

Nehmen wir ferner an, die Atome Y_1 und Y_3 seien durch $+g$ in der Richtung der Kante Y_1Y_3, die Atome Y_2 und Y_4 durch $-g$ in der Richtung der Kante Y_2Y_4 verschoben. Verschiebungen von der z-Achse weg werden durch positive, nach der z-Achse zu durch negative Zeichen angedeutet.

Für unseren Zweck brauchen wir nur die Änderungen der Längen der Kanten und der Radien des Tetraeders zu kennen. Diese sind genau dieselben, wenn wir annehmen, die Y-Atome seien nicht in der Richtung der z-Achse verschoben, sondern nur senkrecht dazu, wie in Fig. 9 durch die Pfeile g angedeutet wird, während das X-Atom durch w in der z-Richtung verschoben wird, wo

$$w = z_1 + z_2.$$

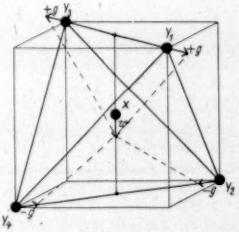


Fig. 9.

Die entsprechenden Längenänderungen sind nun leicht zu berechnen. Man findet

$$\left.\begin{aligned} \sum_1^6 \delta q_i &= \sqrt{6}\,\frac{g^2}{r_0}, \qquad \sum_1^6 \delta q_i^2 = 8g^2 \\ \sum_1^4 \delta r_i &= \frac{2}{3r_0}\left|2w^2+g^2-2\sqrt{2}\,wg\right|, \\ \sum_1^4 \delta r_i^2 &= \frac{4}{3}\left|w^2+2g^2+2\sqrt{2}\,wg\right|. \end{aligned}\right\} \quad (62)$$

Durch Einsetzen in (53) bekommt man für die potentielle Energie

$$V = V_0 + aw^2 + 2bwg + cg^2, \qquad (63)$$

wo

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{2}{3}(1-2\beta)K_2, \quad b = \frac{2\sqrt{2}}{3}(1+\beta)K_2, \\ c &= \left(4\alpha + \frac{1}{3}\beta + \frac{4}{3}\right)K_2\,^1). \end{aligned}\right\} \quad (63a)$$

Für die kinetische Energie hat man

$$T = 2\mu\dot{w}^2 + 2m\dot{g}^2, \qquad (64)$$

1) Der Wert von a ist im Buch von Ruark und Urey falsch angegeben und führt nicht zu den dort angegebenen Frequenzen.

wo

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} + \frac{4}{M}. \tag{65}$$

Man sieht nun, daß die Gleichungen (63) und (64) die für Normalschwingungen charakteristische Form annehmen, wenn

$$g = fw, \tag{66}$$

wo f konstant ist. Um die möglichen Werte von f zu finden, berechnen wir aus (11), (63) und (64) die Bewegungsgleichungen

$$\left.\begin{aligned} 2\mu\ddot{w} + aw + bg &= 0 \\ 2m\ddot{g} + bw + cg &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{67}$$

machen den Ansatz $w = We^{2\pi\nu it}$, $g = Ge^{2\pi\nu it}$, also $f = G/W$, und finden in der üblichen Weise

$$\nu^2 = \frac{1}{16\pi^2}\left\{\frac{a}{\mu} + \frac{c}{m} \pm \sqrt{\left(\frac{a}{\mu} - \frac{c}{m}\right)^2 + \frac{4b^2}{\mu m}}\right\} \tag{68}$$

$$f = \frac{G}{W} = \frac{8\pi^2\mu\nu^2 - a}{b}. \tag{69}$$

Aus (65) ersieht man, daß es zwei verschiedene Frequenzen dieser Art gibt, die zwei verschiedenen Werten von f entsprechen; Schwingungen dieser Art können offenbar parallel zu allen drei

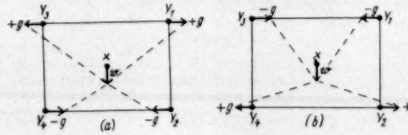


Fig. 10a und b.

Achsen stattfinden. Jede Frequenz ist also zweifach entartet, und wir haben in dieser Weise also sechs Normalschwingungen gefunden, die zusammen mit den schon besprochenen im ganzen neun ergeben. Da nun den inneren Schwingungen eines fünfatomigen Moleküls nur neun Freiheitsgrade entsprechen, so sind also alle Normalschwingungen gefunden.

In den praktischen Fällen ist f bei dem größeren Wert von ν positiv, bei dem kleineren Wert negativ. Bei einer gegebenen Verschiebung g entspricht ein positiver Wert von f größeren Änderungen der Abstände XY, und deshalb größeren Deformationskräften und einer größeren Frequenz, als ein negativer Wert. Dies wird in Fig. 10a und 10b schematisch illustriert. In den beiden Figuren stellt das Rechteck die Diagonalebene des Würfels von Fig. 9 dar. Nur muß man die Linien Y_1Y_3 als in der Zeichenebene, die Linien Y_2Y_4 dagegen als senkrecht dazu betrachten. Fig. 10a entspricht einem positiven Wert von f, Fig. 10b einem negativen.

14. Die Berechnung der Koeffizienten der Normalkoordinaten. Um die Ergebnisse der vorigen Paragraphen auf das Streuproblem anzuwenden, müssen wir zunächst die Koeffizienten α_{in}, β_{in}, γ_{in} der Gleichung (13) für die verschiedenen Normalschwingungen berechnen. Die Y-Atome wollen wir nun, wie in Fig. 7, durch die Zahlen 1, 2, 3, 4, das Atom X durch 5 bezeichnen. Der Abstand zwischen den Atomen Y_1 und Y_3, d. h. die Länge der Tetraederkante, wird also durch l_{13} bezeichnet, der Abstand XY_1, d. h. ein Tetraederradius, durch l_{15} usw. Wir brauchen nur eine typische Kante und einen typischen Radius zu betrachten.

A. Die Kante Y_1Y_3. Die ξ-Achse liegt in der Richtung Y_1Y_3, die ζ-Achse in der Richtung von z in Fig. 9.

Frequenz I. (Die radiale Schwingung). In diesem Falle hat man

$$\left.\begin{aligned} (\alpha_{11} - \alpha_{31})\, p_I &= \xi_{11} - \xi_{31} = \delta q_{13} \\ (\beta_{11} - \beta_{31})\, p_I &= \eta_{11} - \eta_{31} = 0 \\ (\gamma_{11} - \gamma_{31})\, p_I &= \zeta_{11} - \zeta_{31} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{70}$$

Aus (56) hat man aber

$$\delta q_{13} = \sqrt{\frac{8}{3}} \cdot \delta r = \sqrt{\frac{8}{3}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{m}} \cdot p_I \tag{71}$$

und aus (70) und (71) folgt also

$$\alpha_{11} - \alpha_{31} = \sqrt{\frac{2}{3m}}, \quad \beta_{11} - \beta_{31} = \gamma_{11} - \gamma_{31} = 0. \tag{72}$$

Frequenz II. (Die Torsionsschwingungen). Dieser Frequenz entsprechen die zwei in § 12b besprochenen Schwingungen, deren Normalkoordinaten wir durch p_2 und p_3 bezeichnen werden. Durch diese Schwingungen wird der Radius nicht geändert. Betrachten wir zunächst die Änderungen aller Seiten des Tetraeders im allgemeinsten Falle von Drillungen ψ, χ, ω um x, y und z. Man findet

$$\left.\begin{aligned} \delta q_{13} = \delta q_{24} &= \tfrac{1}{2} q_0 (\chi - \psi) \\ \delta q_{14} = \delta q_{23} &= \tfrac{1}{2} q_0 (\omega - \chi) \\ \delta q_{12} = \delta q_{34} &= \tfrac{1}{2} q_0 (\psi - \omega). \end{aligned}\right\} \tag{73}$$

Für die Normalkoordinate p_2 hat man $\psi = \chi = 0$, und für p_3, $\chi = -\psi$, $\omega = 0$. Die entsprechenden Längenänderungen sind

$$\left.\begin{aligned} \delta q_{13} = \delta q_{24} &= 0 \\ \delta q_{14} = \delta q_{23} &= \tfrac{1}{2} q_0 \omega \\ \delta q_{12} = \delta q_{34} &= -\tfrac{1}{2} q_0 \omega \end{aligned}\right\} p_2$$

$$\left.\begin{aligned} \delta q_{13} = \delta q_{24} &= -q_0 \psi \\ \delta q_{14} = \delta q_{23} &= \tfrac{1}{2} q_0 \psi \\ \delta q_{12} = \delta q_{34} &= \tfrac{1}{2} q_0 \psi \end{aligned}\right\} p_3 \tag{74}$$

Aus (60a) hat man ferner

$$\tfrac{1}{2} m q_0^2 \dot{\omega}^2 = \tfrac{1}{2} \dot{p}_2^2; \quad \tfrac{3}{2} m q_0^2 \dot{\psi}^2 = \tfrac{1}{2} \dot{p}_3^2, \tag{75}$$

also

$$p_2 = \sqrt{m} \cdot q_0 \omega; \quad p_3 = \sqrt{3m} q_0 \psi. \tag{76}$$

Aus (74) und (76) kann man nun für die mittleren Quadratänderungen der Tetraederkanten unter dem Einfluß der beiden Schwingungen die folgenden Gleichungen ableiten:

$$\overline{\delta q_{13}^2} = \overline{\delta q_{24}^2} = \frac{1}{3m} \overline{p_3^2}$$

$$\overline{\delta q_{14}^2} = \overline{\delta q_{23}^2} = \overline{\left(\frac{1}{2\sqrt{m}} p_2 + \frac{1}{2\sqrt{3m}} p_3 \right)^2} \tag{77}$$

$$\overline{\delta q_{12}^2} = \overline{\delta q_{34}^2} = \overline{\left(-\frac{1}{2\sqrt{m}} p_2 + \frac{1}{2\sqrt{3m}} p_3 \right)^2}.$$

Da die Phasen der Schwingungen p_2 und p_3 vollkommen unabhängig sind, so hat man $\overline{p_2 p_3} = 0$. Ferner, da die beiden Schwingungen dieselbe Frequenz haben, kann man schreiben

$$\overline{p_2^2} = \overline{p_3^2} = \overline{p_{II}^2}. \tag{78}$$

Man findet also aus (77)

$$\overline{\delta q_{13}^2} = \overline{\delta q_{24}^2} = \overline{\delta q_{14}^2} = \cdots = \frac{1}{3m} \overline{p_{II}^2}, \tag{79}$$

d. h. die mittleren Quadratänderungen aller Seiten sind gleich, wie es natürlich der Fall sein muß.

Aus (44) und (45) ist also der Beitrag dieser beiden Schwingungen zu

$$\sum_n (\alpha_{1n} - \alpha_{3n})^2 \overline{p_n^2} \quad \text{gleich} \quad \frac{1}{3m} \overline{p_{II}^2}.$$

Frequenzen III und IV. (Die aktiven Schwingungen). Frequenzen III und IV entsprechen je drei Schwingungen, die den drei Achsen zugeordnet sind. Die Normalkoordinaten p_4, p_5, p_6 entsprechen Schwingungen mit der Frequenz ν_{III}, p_7, p_8, p_9 Schwingungen mit der Frequenz ν_{IV}, bei der das X-Atom parallel zu x, y und z schwingt. Es bestehen die Beziehungen

$$\overline{p_4^2} = \overline{p_5^2} = \overline{p_6^2} = \overline{p_{III}^2}; \quad \overline{p_7^2} = \overline{p_8^2} = \overline{p_9^2} = \overline{p_{IV}^2}. \tag{80}$$

Betrachten wir die Schwingung, die in Fig. 8 gezeigt wird, also p_6. Aus (10), (64) und (67) hat man also

$$\frac{1}{2} \dot{p}_6^2 = T = 2 \left(\frac{\mu}{f^2} + m \right) \dot{g}^2,$$

also

$$g = \frac{f}{2\sqrt{\mu + mf^2}} \cdot p_6. \tag{81}$$

Nun kann man geometrisch ohne Schwierigkeit die Werte von $\xi_{1n} - \xi_{3n}$, $\eta_{1n} - \eta_{3n}$ und $\zeta_{1n} - \zeta_{3n}$ als Funktionen von g und f berechnen. Die so erhaltenen Werte werden dann durch (81) und entsprechende Gleichungen als Funktionen von p_4, p_5, p_6 ... ausgedrückt. Die Ergebnisse sind in Tab. I angegeben.

Tabelle I.
Kante XY.

Koordinate p_n	$P_n = \alpha_{1n} - \alpha_{3n}$	$Q_n = \beta_{1n} - \beta_{3n}$	$R_n = \gamma_{1n} - \gamma_{3n}$
p_4	0	0	$\frac{f_1}{\sqrt{2(\mu + mf_1^2)}}$
p_5	0	0	$\frac{f_1}{\sqrt{2(\mu + mf_1^2)}}$
p_6	$\frac{f_1}{\sqrt{\mu + mf_1^2}}$	0	0

Der Wert von f, der der Frequenz ν_{III} entspricht, wird hier durch f_1 angedeutet. Für die Koordinate p_7, p_8, p_9 hat man dasselbe Schema mit f_2 statt f_1, dem Wert von f, der der Frequenz ν_{IV} entspricht.

B. Der Radius XY. Die Koeffizienten für den Radius XY kann man in ganz ähnlicher Weise berechnen. Wir nehmen jetzt die ξ-Achse in der Richtung des Radius XY_1 (Fig. 7) und die ζ-Achse senkrecht dazu und in der Ebene XY_1Y_3.

Frequenz I. Aus (56) hat man sofort

$$\xi_{11} - \xi_{51} = \frac{1}{2\sqrt{m}} p_1, \quad \eta_{11} - \eta_{51} = \zeta_{11} - \zeta_{51} = 0,$$

also

$$\alpha_{11} - \alpha_{51} = \frac{1}{2\sqrt{m}}, \quad \beta_{11} - \beta_{51} = \gamma_{11} - \gamma_{51} = 0. \tag{82}$$

Frequenz II. Die der Frequenz II entsprechenden Schwingungen ändern den Radius nicht; also sind die Koeffizienten Null.

Frequenzen III und IV. Die Ergebnisse der geometrischen Berechnung der Koeffizienten werden in Tab. II zusammengefaßt.

Tabelle II.
Radius XY.

Koordinate p_n	$P_n = \alpha_{1n} - \alpha_{5n}$	$Q_n = \beta_{1n} - \beta_{5n}$	$R_n = \gamma_{1n} - \gamma_{5n}$
p_4	$\frac{1 + \sqrt{2} f_1}{2\sqrt{3}(mf_1^2 + \mu)}$	$\frac{f_1 - \sqrt{2}}{4\sqrt{mf_1^2 + \mu}}$	$\frac{f_1 - \sqrt{2}}{4\sqrt{3}(mf_1^2 + \mu)}$
p_5	$\frac{1 + \sqrt{2} f_1}{2\sqrt{3}(mf_1^2 + \mu)}$	$-\frac{f_1 - \sqrt{2}}{4\sqrt{mf_1^2 + \mu}}$	$\frac{f_1 - \sqrt{2}}{4\sqrt{3}(mf_1^2 + \mu)}$
p_6	$\frac{1 + \sqrt{2} f_1}{2\sqrt{3}(mf_1^2 + \mu)}$	0	$-\frac{f_1 - \sqrt{2}}{2\sqrt{3}(mf_1^2 + \mu)}$

Für p_7, p_8, p_9 hat man wieder dasselbe Schema mit f_2 statt f_1.

15. Nun kann man endlich die Werte von $A, B, C, D \ldots$ berechnen, die in der Schwingungskorrektion vorkommen. Aus den Gleichungen (32), (72), (79), (82) und den Tab. I und II, mit Rücksicht auf (80), bekommt man für die Kante XY

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{1}{2}\varkappa^2 s^2\left|\frac{2}{3m}\overline{p}_{\mathrm{I}}^2+\frac{1}{3m}\overline{p}_{\mathrm{II}}^2+\frac{f_1^2}{mf_1^2+\mu}\overline{p}_{\mathrm{III}}^2+\frac{f_2^2}{mf_2^2+\mu}\overline{p}_{\mathrm{IV}}^2\right|,\\ C &= \frac{1}{2}\varkappa^2 s^2\left|\frac{f_1^2}{mf_1^2+\mu}\overline{p}_{\mathrm{III}}^2+\frac{f_2^2}{mf_2^2+\mu}\cdot\overline{p}_{\mathrm{IV}}^2\right|,\\ B &= D = E = F = 0, \end{aligned}\right\} \tag{83}$$

und für den Radius XY

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{1}{2}\varkappa^2 s^2\left|\frac{1}{4m}\overline{p}_{\mathrm{I}}^2+\frac{1}{4}\frac{\left(1+\sqrt{2}f_1\right)^2}{mf_1^2+\mu}\overline{p}_{\mathrm{III}}^2+\frac{1}{4}\frac{\left(1+\sqrt{2}f_2\right)^2}{mf_2^2+\mu}\cdot\overline{p}_{\mathrm{IV}}^2\right|\\ B &= C = \frac{1}{2}\varkappa^2 s^2\left|\frac{1}{8}\frac{\left(\sqrt{2}-f_1\right)^2}{mf_1^2+\mu}\cdot\overline{p}_{\mathrm{III}}^2+\frac{1}{8}\frac{\left(\sqrt{2}+f_2\right)^2}{mf_2^2+\mu}\cdot\overline{p}_{\mathrm{IV}}^2\right|,\\ D &= E = F = 0. \end{aligned}\right\} \tag{84}$$

16. Numerische Werte. Wir wollen nun die numerischen Werte der Ausdrücke (83) und (84) bei den Molekülen CCl_4 und $SiCl_4$ berechnen. Als erster Schritt müssen wir die berechneten Frequenzen mit den beobachteten identifizieren. Die berechneten Frequenzen sind

$$\left.\begin{aligned} \nu_{\mathrm{I}} &= \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_2}{m}(4\alpha+1)}, \quad \nu_{\mathrm{II}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_2}{m}\left(\alpha-\frac{1}{4}\beta\right)},\\ \nu_{\mathrm{III}},\ \nu_{\mathrm{IV}} &= \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K_2}{m}\left\{A\pm\sqrt{A^2-\left(\frac{4}{3}\alpha-\frac{8}{3}\alpha\beta-\frac{2}{3}\beta^2-\frac{5}{3}\beta\right)\frac{4m+M}{2M}}\right\}}, \end{aligned}\right\} \tag{85}$$

mit

$$A = \alpha+\frac{\beta}{12}+\frac{1}{3}+\frac{4m+M}{M}\left(\frac{1}{6}-\frac{\beta}{3}\right).$$

Die hier gegebenen Werte von ν_{III} und ν_{IV}, die mit den von Schaefer angegebenen Werten übereinstimmen, erhält man aus (68), indem man a, b und c aus (63a) in (68) einsetzt. ν_{I} und ν_{II} sind inaktive, ν_{III} und ν_{IV} aktive Schwingungen.

Nun ist von Trumpy (17) gezeigt worden, daß die Verhältnisse der berechneten Frequenzen, ν_{I}/ν_n, die nur von den Konstanten α und β abhängen, in guter Übereinstimmung mit den entsprechenden beobachteten Verhältnissen gebracht werden können, wenn für diese Konstanten geeignete Werte angenommen werden. Aus den absoluten Frequenzen kann man dann die Konstante K_2 berechnen. Wir werden hier die von Trumpy angegebenen Werte benutzen und die Rechnung für CCl_4 und $SiCl_4$ ausführen.

Die Tab. III enthält die Werte von α, β und K_2, und die aus ihnen berechneten Frequenzen, zusammen mit den beobachteten Frequenzen, wie sie von Trumpy angegeben sind.
Die beobachteten Frequenzen in der letzten Spalte wurden von Trumpy aus den Ramanspektren erhalten. Die beobachteten und berechneten Werte von ν_{I} wurden gleichgesetzt.

Tabelle III.

Molekül	α	β	K_2	$\nu_{\mathrm{ber.}}$ (cm^{-1})	$\nu_{\mathrm{beob.}}$ (cm^{-1})
CCl_4	0,30	−0,25	$20{,}0\cdot10^4$	ν_{I} 454	454 (inakt.)
				ν_{II} 194	214 (inakt.)
				ν_{III} 785	790 (akt.) / 760 (akt.)
				ν_{IV} 300	311 (akt.)
$SiCl_4$	0,13	−0,15	$24{,}2\cdot10^4$	ν_{I} 422	422 (inakt.)
				ν_{II} 141	148 (inakt.)
				ν_{III} 594	608 (akt.)
				ν_{IV} 230	220 (akt.)

Wenn man die einfachen Annahmen über die Natur der Kräfte zwischen den Atomen betrachtet, auf denen die Berechnung der Frequenzen aufgebaut wurde, so ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung so gut wie man nur erwarten kann.

Der auf S. 798 der Trumpyschen Arbeit gegebene Wert von β, 0,33 stimmt mit den Werten von K' und K_2 in Tab. VI derselben Arbeit nicht überein, die $\beta = 0{,}25$ entsprechen. Diesen letzten Wert haben wir hier vorgezogen, weil er die bessere Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Frequenzen gibt. Auch müssen die Werte von β negativ sein, um überhaupt Übereinstimmung zu geben.

Unter Benutzung der oben gegebenen Werte von α und β können wir nun aus (63a), (68) und (69) f_1 und f_2 berechnen. Man findet in dieser Weise folgende Werte:

CCl_4 $\mu = 4{,}56 \cdot 10^{-24}$ g, $f_1 = 0{,}066$, $f_2 = -1{,}18$

$SiCl_4$ $\mu = 9{,}68 \cdot 10^{-24}$ g, $f_1 = 0{,}184$, $f_2 = -0{,}89$.

Für Chlor ist $m = 58{,}57 \cdot 10^{-24}$ g.

Nun muß man die mittleren Quadratamplituden der Normalkoordinaten $\overline{p_n^2}$ bei verschiedenen Temperaturen aus Gleichung (25) berechnen. Die nötigen Zahlenwerte sind in Tab. IV zusammengestellt.

Tabelle IV.

Molekül	n	Wellenzahl N (cm^{-1})	Frequenz $\nu_n \times 10^{-13}$ sek.$^{-1}$	$\frac{h\nu_n}{2kT}$ Temperatur 100° C	$\frac{h\nu_n}{2kT}$ Temperatur 300° C	$\frac{8\pi^2}{h}\overline{p_n^2} = \frac{1}{\nu}\coth\left(\frac{h\nu_n}{2kT}\right)$ Temperatur 100° C	$\frac{8\pi^2}{h}\overline{p_n^2} = \frac{1}{\nu}\coth\left(\frac{h\nu_n}{2kT}\right)$ Temperatur 300° C
CCl_4	I	454	1,362	0,870	0,567	$1{,}046 \cdot 10^{-13}$	$1{,}429 \cdot 10^{-13}$
	II	214	0,642	0,410	0,267	$4{,}01 \cdot 10^{-13}$	$5{,}97 \cdot 10^{-13}$
	III	775	2,325	1,486	0,986	$0{,}476 \cdot 10^{-13}$	$0{,}575 \cdot 10^{-13}$
	IV	300	0,900	0,575	0,374	$2{,}14 \cdot 10^{-13}$	$3{,}11 \cdot 10^{-13}$
$SiCl_4$	I	422	1,226	0,809	0,527	$1{,}181 \cdot 10^{-13}$	$1{,}633 \cdot 10^{-13}$
	II	148	0,444	0,284	0,185	$8{,}14 \cdot 10^{-13}$	$12{,}30 \cdot 10^{-13}$
	III	608	1,824	1,165	0,759	$0{,}666 \cdot 10^{-13}$	$0{,}856 \cdot 10^{-13}$
	IV	220	0,660	0,422	0,275	$3{,}80 \cdot 10^{-13}$	$5{,}65 \cdot 10^{-13}$

Durch Einsetzen der oben gegebenen Zahlen in (83) und (84) bekommt man endlich die gesuchten Werte von A, B und C. Wir schreiben nun

$$A = \frac{M_A(\sin\frac{1}{2}\Theta)^2}{\lambda^2}, \quad B = \frac{M_B(\sin\frac{1}{2}\Theta)^2}{\lambda^2}, \quad C = \frac{M_C(\sin\frac{1}{2}\Theta)^2}{\lambda^2}$$

und geben in Tab. V die Werte von M_A, M_B und M_C.

Tabelle V.

		$M_A \cdot 10^{16}$ Temperatur 100° C	$M_A \cdot 10^{16}$ Temperatur 300° C	$M_B \cdot 10^{16}$ Temperatur 100° C	$M_B \cdot 10^{16}$ Temperatur 300° C	$M_C \cdot 10^{16}$ Temperatur 100° C	$M_C \cdot 10^{16}$ Temperatur 300° C
CCl_4	Radius C—Cl	0,240	0,300	0,284	0,377	0,284	0,377
	Kante Cl—Cl	0,456	0,662	0	0	0,229	0,333
$SiCl_4$	Radius Si—Cl ...	0,192	0,248	0,362	0,525	0,362	0,525
	Kante Cl—Cl	0,755	1,120	0	0	0,364	0,539

17. Die Schwingungsamplituden bei CCl_4 und $SiCl_4$. Aus den Werten von M_A in Tab. V kann man mit Hilfe von Gleichung (46) $\overline{(\delta l_{ij}^2)_n}$, das mittlere Quadrat der Änderung des Atomabstandes l_{ij} infolge der Normalschwingung n berechnen. In Tab. VI sind die Werte von $\sqrt{\overline{(\delta l_{ij}^2)_n}}$ bei 0° abs., 373° abs. (100° C) und 573° abs. (300° C) zusammengestellt.

Tabelle VI.

Werte von $\sqrt{\overline{(\delta l_{ij}^2)_n}}$ in Å.

Molekül	n	Radius XY 0° A.	Radius XY 373° A.	Radius XY 573° A.	Kante YY 0° A.	Kante YY 373° A.	Kante YY 573° A.
CCl_4	I	0,016	0,019	0,023	0,026	0,031	0,037
	II	—	—	—	0,027	0,043	0,053
	III	0,047	0,049	0,054	0,005	0,006	0,007
	IV	0,011	0,015	0,018	0,039	0,053	0,065
Gesamtamplitude		0,051	0,056	0,062	0,054	0,076	0,092
$SiCl_4$	I	0,017	0,020	0,024	0,027	0,033	0,039
	II	—	—	—	0,033	0,062	0,076
	III	0,039	0,043	0,049	0,011	0,013	0,014
	IV	0,006	0,010	0,012	0,042	0,067	0,082
Gesamtamplitude		0,043	0,049	0,056	0,061	0,098	0,120

Man sieht, wie verhältnismäßig groß die Amplituden der Nullpunktsschwingungen sind, besonders bei CCl_4. Bei Schwingung III ist f_1, und deshalb g, für die beiden Moleküle klein. Die Änderungen der Tetraederkanten, die nur von g abhängen, sind also auch klein. Dagegen sind die Änderungen der Radien verhältnismäßig groß. Trotz der größeren Frequenzen sind sie sogar größer bei CCl_4 als bei $SiCl_4$, wegen der kleinen Maße des C-Atoms. Bei Schwingung IV ist f_2 negativ und ungefähr gleich eins, also g ungefähr so groß wie w. Hier sind die Änderungen der Kantenlängen ziemlich groß, die der Radien jedoch viel kleiner als bei Schwingung III, wie aus Fig. 10b verständlich wird.

18. Die in § 4 schon besprochene Kurve Y von Fig. 4, die einer Temperatur von 300° C entspricht, wurde unter Benutzung der Werte von M_A, M_B und M_C aus Tab. V erhalten. Wie wir schon gesehen haben, scheint die Schwingungskorrektion nicht imstande zu sein, die Abweichungen der beobachteten Kurve von der theoretischen zu erklären. Allerdings ist die Annahme einfacher Zentralkräfte, auf der die ganze Berechnung ruht, wohl eine ziemlich grobe Annäherung. Wenn aber die Behandlungsweise überhaupt richtig ist, wird man kaum erwarten können, daß eine Verfeinerung der Rechenmethode die numerischen Werte der Amplituden viel verändern würde. Bei den Frequenzen II und IV ist $h\nu$ kleiner als kT, und es wird eine ziemlich beträchtliche Anregung der höheren Zustände vorhanden sein. Es kann vielleicht sein, daß die Annahmen über die Amplituden der Schwingungen in den höheren Zuständen, die wir hier gemacht haben, für ein kompliziertes Molekül, wie XY_4, zu einfach sind. Wie aber am Ende des experimentellen Teiles der Arbeit bereits angedeutet wurde, ist es nicht ganz ausgeschlossen, daß die Abweichungen ihren Grund in der nicht rein monochromatischen Natur der benutzten Strahlung haben.

Zusammenfassung.

1. Die Streukurven für $SiCl_4$-Dampf wurden bei 100° C und 300° C unter Benutzung von $CuK\alpha$-Strahlung beobachtet. Innerhalb der Fehlergrenze wurden zwischen den beiden Kurven keine Unterschiede gefunden, die als ein Temperatureffekt angesehen werden könnten.

2. Aus den Streukurven wird das Tetraedermodell für $SiCl_4$ bestätigt, und die Werte 3,35 Å für die Kantenlänge Cl–Cl, und 2,17 Å für den Radius Si–Cl gefunden.

3. Die Streuung von Röntgenstrahlen durch ein Molekül mit schwingenden Atomen wird theoretisch behandelt.

4. Die Theorie wird auf die Fälle eines zweiatomigen Moleküls und eines tetraedrischen Moleküls XY_4 angewandt. Durch numerische Rechnung bei CCl_4 und $SiCl_4$, unter Berücksichtigung der Normalschwingungen, wird gezeigt, daß in Übereinstimmung mit dem Experiment, der Temperatureffekt in der Tat zu klein ist, um beobachtbar zu sein. Die berechnete Amplitudenkorrektion scheint aber selbst mit Berücksichtigung der Nullpunktsschwingung zu klein zu sein, um die beobachteten Abweichungen der experimentellen von den theoretischen Streukurven zu erklären.

Herrn Prof. Debye möchte ich auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank für die Anregung zu dieser Arbeit, sein stetes Interesse an ihrem Fortgange wie auch für die gastfreundliche Aufnahme im Leipziger Institute aussprechen. Herrn Dr. Bewilogua möchte ich auch ganz besonders danken. Ohne seine Erfahrung und stets bereitwillige Hilfe beim Aufbau der Apparatur wäre es kaum möglich gewesen, den experimentellen Teil der Arbeit fertigzustellen.

Literaturverzeichnis.

1) P. Debye, L. Bewilogua u. F. Ehrhardt, Physik. Ztschr. **30**, 84, 1930.
2) L. Bewilogua, Physik. Ztschr. **32**, 265, 1931.
3) P. Debye, Ann. d. Phys. **46**, 809, 1915; Physik. Ztschr. **31**, 419, 1930.
4) R. Wierl, Ann. d. Phys. **8**, 521, 1930.
5) L. Bewilogua, Physik. Ztschr. **32**, 740, 1931.
6) W. Heisenberg, Physik. Ztschr. **32**, 737, 1931.
7) R. W. James u. G. W. Brindley, Phil. Mag. **12**, 81, 1931.
8) E. Jönsson, Dissertation, Uppsala 1928.
9) G. Wentzel, Ztschr. f. Phys. **43**, 779, 1927.
10) I. Waller, Phil. Mag. **4**, 1228, 1927; Ztschr. f. Phys. **51**, 213, 1928.
11) P. Debye, Verh. d. deutsch. physik. Ges. **15**, 678, 738 u. 867, 1913; Ann. Phys. **43**, 49, 1914.
12) I. Waller, Diss. Uppsala 1925.
13) F. Bloch, Ztschr. f. Phys. **74**, 295, 1932.
14) D. M. Dennison, Astrophys. Journ. **62**, 84, 1925.
15) Cl. Schaefer, Ztschr. f. Phys. **60**, 586, 1930.
16) A. E. Ruark u. H. C. Urey, Atoms, Molecules and Quanta. Mc Graw-Hill, New York.
17) B. Trumpy, Ztschr. f. Phys. **66**, 790, 1930.

Eine neue Röntgeninterferenzmethode für Vielkristalle, insbesondere Walz- und Faserstoffe (Objekt zwischen zwei Spalten).

Von H. Seemann.

Mit Tafel VI u. VII.

Als erste Interferenzmethode für Vielkristalle gilt die von Friedrich, Hupka und Knipping (1913)[1]) und in vollendeter Form von Debye und Scherrer (1916)[2]) angegebene. Sie ist gekennzeichnet durch ein dünnes paralleles Strahlenbündel, das auf ein Vielkristallvolumelement von etwa gleichem Durchmesser wie das Strahlenbündel einwirkt. Die Ausblendung derartiger dünner Bündel bringt unvermeidlich eine geringe Ausnutzung der verfügbaren Brennfleckstrahlung mit sich. Bei großer Einfachheit und Vollkommenheit der Leistung ist die Methode daher als lichtschwach zu bezeichnen.

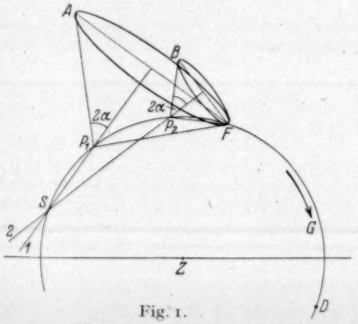


Fig. 1.

Die zweite Vielkristallinterferenzmethode ist die des Verfassers von 1919[3]), die bald darauf 1920 auch von H. Bohlin[4]) publiziert wurde. Sie hilft dem Übelstand der Lichtschwäche dadurch ab, daß statt eines linienförmigen Bündels ein fächerförmiges Strahlenbündel benutzt wird, das auf ein Vielkristallobjekt von der Form eines Kreisbogens fällt. Das Zentrum des Strahlenfächers und auch der photographische Film muß auf dem Umfang des gleichen Kreises liegen, wie Fig. 1 zeigt.

Jeder durch den Spalt S in die zylinderförmige Kamera C einfallende Strahl des Fächers entwirft von dem getroffenen Volumelement des Vielkristalles K je einen gewöhnlichen Debye-Scherrer-Reflexkegelmantel der gegebenen monochromatischen Strahlung an den verschieden stark reflektierenden Kristallflächen jedes Einzelkriställchens. In der Figur sind zwei derartige Debye-Scherrer-Kegelmäntel P_1AF und P_2BF mit dem gleichen Kegelwinkel 2α gezeichnet, die dadurch entstehen, daß ein konvergentes Strahlenbündel 1–2 durch den Spalt S hindurch auf das kreisbogenförmige Objektstück SP_1P_2 fällt. Beide Kegel, ebenso alle weiteren Debye-Scherrer-Kegelmäntel mit dem gleichen Kegelwinkel, soweit ihre Spitzen auf dem Kreise SP_1P_2F liegen, schneiden sich in F. Da das ganze bogenförmige Objekt zwischen S und F Punkt für Punkt derartige Reflexkegelmäntel erzeugt, die bei monochromatischer Strahlung ganz bestimmten Glanzwinkeln des Präparates zugeordnet sind, so tritt im Schnittpunkt F aller dieser gleichzeitig erzeugten Kegel eine außerordentlich starke Intensitätshäufung auf, die man echte Fokussierungswirkung nennen kann, im Gegensatz zu der sogenannten Fokussierung bei der Braggschen Drehkristallmethode für Einkristalle.

Bei letzterer gelangen infolge der Drehbewegung des Kristalls verschiedene Strahlenrichtungen ein und derselben Wellenlänge sukzessive auf dieselbe Stelle des photographischen Films, so daß keine Intensitäts- oder Schwärzungsvermehrung durch die Drehung des Kristalls entsteht. Die Bragg-Methode ist daher bei gleicher Größe des erzeugten Spektrums und bei gleicher Auflösung nicht lichtstärker als die anderer Einkristallmethoden (Schneidenmethode, Lochkameramethode, Fenstermethode). Sie ist vielmehr höchstens ebenso lichtstark, und zwar nur, wenn der Kristall so groß ist, daß er das ganze vom Spalt ausgehende Strahlenbündel voll auffängt.

Das oben beschriebene, unter dem Namen „Seemann-Bohlin-Methode" bekannte Verfahren dagegen ist dank seiner echten Fokussierung praktisch 5–20 mal lichtstärker als das Debye-Scherrer-Verfahren bei gleicher Auflösung, da das einfallende Bündel 1, 2, S mindestens fünfmal mehr Strahlungsenergie gleicher Wellenlänge mit sich führt, als ein mit Hilfe von zwei hintereinanderliegenden Diaphragmen ausgeblendetes linienförmiges Bündel. Es ist praktisch nicht möglich, einen Brennfleck, auch wenn er strichförmig ist und streifend gesehen wird, so schmal und scharf begrenzt zu machen, daß sein Projektionsbild durch die beiden Diaphragmen der Debye-Scherrer-Kamera hindurch vollständig auf das Objekt fällt. Im allgemeinen gehen nicht weniger als 70 Proz. eines normalen Brennflecks für das Debye-Bündel verloren. Bei dem Seemann-Bohlin-Verfahren geht nichts von der gesamten Brennfleckstrahlung, die überhaupt den Spalt S passiert, für die Bildung

1) Physikal. Zeitschr. **14**, 318, 623, 998, 1913.
2) Nachrichten der K. Ges. d. Wiss. Göttingen, 1916.
3) Ann. d. Phys. **59**, 456, 1919.
4) Ann. d. Phys. **61**, 421, 1920.

der Interferenzringe verloren. Die volle Intensitätsvermehrung tritt allerdings nur für den in Fig. 1 beschriebenen Schnittpunkt F ein, weil nur hier in der Zeichenebene die Fokussierung scharf ist. Mit wachsender Entfernung von der Zeichenebene wird die Fokussierung unschärfer, und zwar um so schneller, je kleiner die Kegelwinkel sind. Die geometrische Ursache ist die, daß die verschiedenen Reflexkegelmäntel P_1, P_2, P_3 ein und derselben Wellenlänge und ein und derselben Strukturfläche im Punkte F verschiedene Krümmungen haben und um so verschiedener, je mehr 2β von 90° abweicht. In der Nähe dieser α-Werte, etwa von 30–60° Reflexwinkel, sind die Seemann-Bohlin-Ringe den Debye-Scherrer-Ringen an Gleichmäßigkeit und Schärfe gleich. Darüber hinaus nehmen die ersteren mehr und mehr die Gestalt von Doppelsicheln an, die sich mit den Spitzen in F berühren, wie es die Fig. 2–4 ganz links zeigen. Der linke Teil der Aufnahmen lag ungefähr beim Punkte F der Fig. 1. Der Film reichte von F über G bis nahe an S heran. Die Fig. 2–4 (s. Tafel VI) zeigen an ihrem rechten Ende demnach die von P_1 und P_2 rückwärts reflektierten Reflexkegel, bei denen 2α nahe den Wert 160° hat, die zugehörigen Glanzwinkel also den Wert von etwa 80°.

Der kleinste Glanzwinkel der links auf dem Spektogramm erschienenen Interferenzringe der Fig. 4, deren Lage in Fig. 1 etwa mit dem Punkt F übereinstimmt, betrug etwa 20°. Der zugehörige Zentriwinkel SZF, dessen Bogen SPF den Abstand des Interferenzringes F vom Nullpunkt S darstellt, ist demnach immer das Vierfache vom Glanzwinkel α, während der entsprechende Zentriwinkel bei Debye-Scherrer-Aufnahmen nur den doppelten Betrag hat. Bei gleicher Größe einer Debye-Scherrer-Kamera und einer Seemann-Bohlin-Kamera besitzt letztere also die doppelte Auflösung. Dagegen entwirft die Debye-Scherrer-Kamera zwei getrennte spiegelbildliche Spektralbilder, die Seemann-Bohlin-Kamera dagegen nur eins, auf dem die Reflexwinkel von mindestens 10° an abwärts fehlen, weil ihre Örter auf dem Fokussierungskreis vom Objekt bedeckt sind, oder es werden zwei getrennte Spektralbilder entworfen, die erst bei beträchtlich größeren Reflexwinkeln zu beiden Seiten des Objekts beginnen und bis zum Spalt reichen. Als Meßmarke dient ein dem Spalt genau gegenüberliegender Punkt, der auf dem Film, während er in der Kamera sitzt, eingeprägt wird.

Eine wesentlich gemeinsame Eigenschaft der beiden verglichenen Methoden ist nun die, daß jedes von Primärstrahlen getroffene Volumelement des zu untersuchenden Objektes alle überhaupt erzeugten Interferenzringe miterzeugt, da in jedem Volumteil jede Strukturfläche in reflexfähiger Richtung vorhanden ist. Bei der Seemann-Bohlin-Methode wird ein zehnfach bis tausendfach größeres Volumen von Strahlen getroffen als bei der Debye-Scherrer-Methode. Wenn demnach ein Material so grobkörnig ist, daß in dem Debye-Scherrer-Volumelement nur wenige Kristallite sich an der Erzeugung eines Ringes beteiligen, so daß ein entsprechend grobkörniger Interferenzring entsteht, so zeigt das Seemann-Bohlin-Diagramm weit feinkörnigere Ringe, ja in den scharf fokussierten Ringen ($\alpha = 30°$ bis $\alpha = 60°$) oft keinerlei Körnung. Nur in den breiten Sichelenden der unscharf fokussierten Ringe tritt die Körnung wieder klar zutage, wie die Sichel ganz links in Fig. 3 zeigt (1. Ordnung von 001 bei geglühtem Kupferblech).

Der beschriebene Kornausgleich hat für manche Zwecke indessen auch Nachteile, z. B. bei der Korngrößenbestimmung. Nur wenn ein genau definierbares Objektvolumen sich an der Interferenzreflexion beteiligte, könnten exakte Korngrößenvergleiche angestellt werden. Das ist aber wegen der Ungleichförmigkeit der Röntgenbrennflecke in der Seemann-Bohlin-Kamera kaum erreichbar.

Ganz unbrauchbar ist aber das Fokussierungsprinzip bei der Faser- und Walzstrukturanalyse, denn die vom Spalt auf das Objekt, z. B. einen gebogenen Blechstreifen, gelangenden Primärstrahlen treffen unter verschiedenen Winkeln auf das Blech, besitzen also auch verschiedene Einfallswinkel zu den Faserachsen. Je breiter das Strahlenbündel und je näher der Blechstreifen am Spalt, desto verschiedener sind die Einfallswinkel bei gleicher Winkelbreite des Bündels. Da aber Faser- und Walzdiagramme nur zustande kommen können, wenn ein Volumelement nur von Strahlen einer Richtung getroffen wird, wie es bei Laue- und Debye-Scherrer-Diagrammen der Fall ist, so verschwindet außer der Konstruktur auch die Faser- und Walzstruktur mehr oder weniger. Die Seemann-Bohlin-Methode ist also für diesen Zweig der Strukturforschung im allgemeinen wenig brauchbar. Wenn es sich aber umgekehrt darum handelt, die Faserstruktur zu eliminieren, um die reine Kristallitstruktur selbst zu gewinnen, ist sie die gegebene.

Nur bei bestimmten Anordnungen des Objektstreifens in der Seemann-Bohlin-Kamera können bis zu einem gewissen Grade Faser- und Strukturdiagramme aufgenommen werden, erstens wenn die Faserrichtung parallel der Filmzylinderachse verläuft, z. B. bei einer Reihe parallel dicht nebeneinander ausgespannter Drähte und zweitens wenn die Objektstreifen dem Spalt

gegenüber um den Punkt D herum (Fig. 5) liegen, so daß alle ihre bestrahlten Punkte nahezu senkrecht von den primären Strahlen getroffen werden, während der Film den ganzen übrigen Kreisbogen bedeckt. In diesem Falle werden wiederum zwei spiegelbildliche Diagramme entworfen, die aber erst beim Reflexionswinkel $\alpha = 45°$ beginnen können, da dieser Winkel der kleinste ist, unter dem von D aus theoretisch längs der Tangente in D eine Reflexion noch erfolgen kann, die den Film G noch trifft. Da der Film höchstens bis 15 Bogengrad zu beiden Seiten an D herangebracht werden kann, so beginnt das Diagramm praktisch erst bei Glanzwinkeln von etwa 60°, deren Reflexionspunkte zu beiden Seiten von D liegen. Von diesen beiden Punkten aus reichen

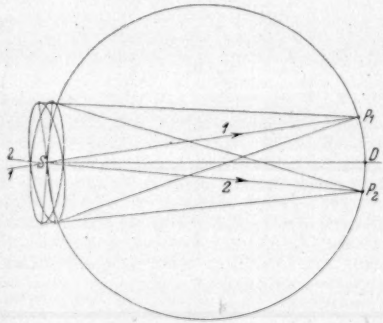


Fig. 5.

die beiden spiegelbildlichen Diagramme bis nach S und lassen sich hier bis auf einige Bogengrade vor S auf dem Film aufnehmen. Man gewinnt also nur die rückwärts reflektierten Debye-Scherrer-Kegel, aber in erheblich größerem Winkelbereich, wie z. B. bei der Rückstrahlungsmethode von Sachs und Weerts[1]) auf ebenen Platten. Fig. 6a, b, c (s. Tafel VI und VII) zeigen solche Aufnahmen. Wie man sieht, sind hier im Gegensatz zu den Fig. 2, 3, 4 (s. Tafel VI) gerade auch die unter größten Winkeln in die Nähe von S (Fig. 1) reflektierten Interferenzringe scharf, da sie ja sowohl fast senkrecht vom Objekt austreten, als auch senkrecht auf den Film auffallen, so daß die Fokussierungsbedingung am sichersten erfüllt ist. Die Debye-Scherrer-Reflexkegel, obwohl sehr spitzwinklig, weichen mit ihren Achsen so wenig voneinander ab, daß ihre Schnittkurven um S herum mit großer Genauigkeit Kreise sind (vgl. Fig. 5).

1) Zeitschr. f. Phys. **60**, 481, 1930.

Die unter 60° reflektierten Ringe sind gleichfalls scharf, aus denselben Gründen wie bei den Aufnahmen der Fig. 2–4 (s. Tafel VI). Die erzeugenden Kegel sind sehr stumpfwinklig und berühren sich daher auf dem verhältnismäßig schmalen Film ihrer ganzen Länge nach hinreichend genau, vor allem auch deshalb, weil das reflektierende Objekt vom Orte der Interferenzringe aus gesehen schmal erscheint.

Wenn in der Anordnung der Fig. 5 das bestrahlte Flächenstück P_1P_2 genügend klein gewählt wird, so kann es auch für nicht allzu genaue Messungen eben gewählt werden, da auch für eine kleine Sehne in dem Kreise S/P_1P_2 die Fokussierungsbedingung hinreichend erfüllt wird. Für die in die Nähe von S reflektierten Strahlen ist die Genauigkeit auch dann noch sehr groß, wenn das plattenförmige Objekt zwanzig und mehr Bogengrad einnimmt. Dieser Umstand bedeutet für Untersuchung von Objekten, die sich nicht ohne Änderung der Struktur in gekrümmte Form bringen lassen, einen großen Vorteil.

Für die Faser- oder Walzstrukturuntersuchung ist aber die in Fig. 5 gekennzeichnete Lage nur für einen ganz speziellen Zweck geeignet, denn es gelangen in der Fig. 5 zwar nur fast senkrecht auffallende Strahlen auf das Objekt, werden aber nicht unter allen Winkeln auf den Film reflektiert, die für die Beurteilung der Struktur wichtig sind. Ein Faser- oder Walzdiagramm erfordert aber den Vergleich aller Reflexionsrichtungen, um die Häufung der Strukturflächen in bestimmten Richtungen an den verschiedenen Interferenzringen verfolgen zu können, vor allem aber auch an ein und demselben Ringe. Diese Möglichkeit ist beim Seemann-Bohlin-Verfahren grundsätzlich nicht gegeben. Nur die in Fig. 5 fast genau rückwärts reflektierten Interferenzringe sind bei manchen Objekten auf ihrem ganzen Umfange so gut fokussiert, daß sie zur Faseranalyse herangezogen werden können. Da aber ihr Vergleich mit den anderen unvollständigen Ringen nicht möglich ist, so ist die Bedeutung dieser vollständig ausgebildeten Rückwärtsringe im allgemeinen praktisch gering.

Für Faser- und Walzstrukturuntersuchung ist aus den obigen Gründen die Methode I besser geeignet. Auch bei dieser genügt jedoch für gewisse Zwecke eine Aufnahme bei senkrechter Inzidenz auf das gewalzte Objekt nicht immer. Es müssen vielfach auch Aufnahmen unter schräger Inzidenz des einfallenden Bündels gemacht werden, ja sogar Schwenkaufnahmen, um über gewisse Strukturfeinheiten besseren Aufschluß zu bekommen.

Als Ergänzung zu diesen Spezialmethoden zur Untersuchung der Walz- und Faserstruktur

möge nun die dritte Interferenzmethode für Vielkristalle beschrieben werden, bei der in jedem Volumelement des Objektes nur eine Strukturfläche einer ganz bestimmten Richtung bei der Erzeugung der Interferenzringe mitwirkt, alle anderen dagegen wirkungslos bleiben. Sind Kriställchen in der erforderlichen Lage in dem Volumelement nicht vorhanden oder sehr selten, so beteiligt sich das Volumelement nicht oder nur sehr schwach an der Erzeugung der Interferenzkurven.

Der Grundgedanke der Methode ist der, daß das beugende Objekt nicht wie bei der Debye-Scherrer-Methode hinter den beiden zur Erzeugung des linienförmigen Bündels erforderlichen Diaphragmen und auch nicht, wie beim Seemann-Bohlin-Verfahren, hinter dessen einzigem Spalt bzw. Diaphragma liegt, sondern zwischen zwei Diaphragmen. Hierbei sind drei Hauptmodifikationen der Anordnung und der Art des Objektes zu unterscheiden, die wir mit den Bezeichnungen Methode IIIa, IIIb, IIIc kennzeichnen wollen.

Die erstgenannte kommt nur für dünne Folien in Frage. Da sie aber das Wesentliche der dritten Methode am besten zeigt, möge sie zuerst beschrieben werden.

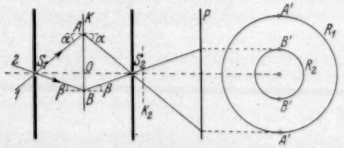


Fig. 6.

In Fig. 6 bedeutet S_1 den ersten Spalt, auf den die Strahlen 1 und 2 der Strahlenquelle fallen. Es ist notwendige Vorbedingung, daß der Brennfleck, von dem die einfallenden Strahlen 1 und 2 stammen, entweder sehr gleichmäßig mit Kathodenstrahlen bestrahlt ist oder durch Bewegen der Kathode während der Aufnahme eine im Mittel gleichmäßig intensive Strahlung durch S_1 hindurchfallen läßt. Nähere Angaben über die technische Ausführung der ganzen Anordnung müssen einer späteren Mitteilung vorbehalten bleiben.

Die zu durchstrahlende Folie K liegt in der Mitte zwischen Spalt S_1 und dem zweiten Spalt S_2. Sowohl K als auch die photographische Platte P mögen vertikal zur Verbindungslinie S_1S_2 liegen. Der Abstand P–S_2 kann beliebig sein.

In jedem Punkte A, B usw. der Folie K können nur diejenigen Strukturflächen der Einzelkriställchen einen von S_1 einfallenden Strahl durch S_2 hindurch reflektieren, die senkrecht zu K bzw. parallel S_1S_2 und außerdem senkrecht zu den Radien OA bzw. OB liegen. Von allen Strukturflächen anderer Lage in den Punkten A und B vermögen zwar alle anderen, wie bei Methode I, die einfallenden Strahlen S_1A und S_1B zu reflektieren, aber nicht durch S_2 hindurch. Auch hier erzeugt jeder Strahl S_1A, S_1B in A bzw. B einen Debye-Scherrer-Kegel. Von jedem dieser Kegel wird jedoch nur ein Strahl durch S_2 hindurchgelangen und auf P je einen Punkt hervorrufen. Alle Strukturflächen A des Objektes K, die den Reflexionswinkel α, β mit der einfallenden monochromatischen Strahlung besitzen, entwerfen daher auf der Platte P kreisförmige Interferenzringe $R\alpha$, $R\beta$ usw. Jeder Punkt eines solchen Ringes stammt nicht nur von je einem Kriställchen, sondern — und das ist das zweite Hauptkennzeichen der Wirkungsweise der Methode — auch aus einem anderen Volumelement des Objektes K. Das gleiche gilt für jeden anderen Reflexionswinkel β, γ usw.

Besitzt das Objekt eine Walz- oder Faserstruktur, die darin besteht, daß z. B. alle oder einige Kristallstrukturflächen vorzugsweise senkrecht zur Zeichenebene liegen, so wird die Reflexion der Strahlen ganz oder vorzugsweise in der Zeichenebene erfolgen. Es wird daher ein Diagramm zustandekommen, bei dem die Punkte A' und B' (die durch Kreise gekennzeichnet sind) entweder allein oder besonders stark hervortretend im Diagramm erscheinen, wie es bei gewöhnlichen Faserdiagrammen bekannt ist. Der große Unterschied der gewöhnlichen Faserdiagramme nach der Strahlenführung der Methode I besteht nun darin, daß überhaupt keine oder nur eine sehr schwache Reflexion durch S_2 hindurch stattfinden kann, wenn die Faserstrukturrichtung derart liegt, daß nur oder vorwiegend Strukturrichtungen vorhanden sind, die nicht parallel S_1S_2 liegen. Dieser Fall des völligen Versagens der Reflexion ist bei Methode I unmöglich. Hier reflektiert das Volumelement, sofern es nur genügend groß bzw. feinkörnig ist, nach allen überhaupt möglichen Interferenzrichtungen. Die Fig. 7 (s. Tafel VII) zeigt ein nach Anordnung der Fig. 6 (Methode IIIa) hergestelltes Diagramm einer elektrolytischen Nickelfolie von 0,015 mm Dicke. Man erkennt vollkommene Gleichmäßigkeit der Ringe, da die Kristallite hinreichend fein und regellos orientiert sind.

Ganz anders dagegen die Aufnahme Fig. 8 (s. Tafel VII) einer gewalzten Kupferfolie von 0,13 mm Dicke, deren Oberfläche mit einer ammoniakalischen Aufschwemmung von Wiener Kalk gereinigt war. Sie zeigt ein Faserdiagramm, wie es mit der Laue-Friedrichschen Anordnung bei Faserstoffen entsteht, nicht aber ein Foliendiagramm,

wie es durch Walzen der Folie (u. U. in verschiedenen Richtungen) hervorgerufen wird. Um den Unterschied der Aufnahmeverfahren zu zeigen, wurden mehrere Stücke aus der gleichen Folie, die zur Aufnahme Fig. 7 (s. Tafel VII) bei Methode IIIa benutzt wurde, herausgeschnitten und von ihnen ein gewöhnliches Walzdiagramm aufgenommen. Sie wurden zu diesem Zwecke einfach an die Stelle K_2 gebracht, während K entfernt war. Es entsteht in allen Fällen das Diagramm Fig. 9 (s. Tafel VII), das die bekannte Folienstruktur aufweist. Es fehlen, wie man sieht, in der Hauptsache die beiden intensiven Reflexe der Fig. 8, die dort mit Pfeilen gekennzeichnet sind, vollständig. Diese evidenten Unterschiede beweisen, daß das neue Aufnahmeverfahren IIIa die eigentliche Walzstruktur der Folie überhaupt nicht zum Ausdruck bringen kann, sondern ausschließlich, gleichsam selektiv, diejenigen Strukturflächen zur Reflexion heranzieht, die senkrecht zur Folienoberfläche liegen. Die Diskontinuitäten der Ringe in Fig. 8 rühren nur von der Häufung solcher senkrecht zur Folienoberfläche stehenden Strukturflächen her,

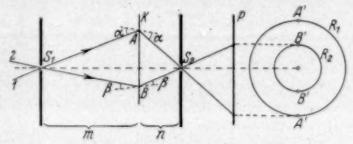


Fig. 10.

die eine bestimmte Neigung gegen die Walzrichtung besitzen, insbesondere ihr parallel sind.

Angenommen, es gäbe in der Folie K der Fig. 6 nur reflektierende Flächen, die senkrecht zur Folie und senkrecht zur Zeichenebene ständen, so würden überhaupt nur die in der Figur gezeichneten beiden Strukturflächen A und B zwei verschiedene Wellenlängen oder zwei Ordnungen derselben Wellenlänge reflektieren und auf der Platte P nur die Reflexpaare A' und B' erzeugen. Alle anderen Volumelemente der gesamten Folie würden nichts reflektieren, was durch den Spalt S_2 hindurchgelangen könnte, also auch keine Diagrammringe erzeugen.

Noch eigenartiger werden die Reflexionsbedingungen, wenn die Folie, wie es in Fig. 10 gezeichnet ist, nicht in der Mitte zwischen beiden Spalten liegt. In diesem Falle können nur solche Strukturflächen reflektieren, die eine ganz bestimmte schiefe Lage gegen die Folienoberfläche besitzen, und zwar in jedem Punkte der Folie eine andere Winkelneigung α, β, γ usw. haben. Wird die Folie außerdem noch schräg zur Verbindungslinie aufgestellt, so muß wiederum ein ganz andersartiges Diagramm entstehen.

Fig. 11 (s. Tafel VII) zeigt ein Diagramm desselben Kupferbleches der Aufnahme Fig. 8 in der Anordnung der Fig. 10. Die Folie saß jedoch dem Spalt S_1 näher im Verhältnis $m:n = 2:1$. Man sieht außer dem veränderten Durchmesserverhältnis der Ringe, deren Abstandsverhältnis durch die Formel

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{1 + \frac{n}{m}}{\frac{c}{b} - \frac{b}{c} \cdot \frac{n}{m}} \qquad (1)$$

angegeben wird, auch schon einige Veränderungen der Flecken, insbesondere eine Verbreiterung. Die in Richtung der Pfeile der Fig. 8 und 11 sichtbaren Flecke sind in Fig. 11 schon deutlich verdoppelt, in Fig. 8 dagegen noch einfach. Ferner sind die hellsten Flecke senkrecht zur Pfeilrichtung doppelt, während in Fig. 8 vier auf jeder Seite erkennbar sind usw.

Man hat es auf diese Weise in der Hand, ganz bestimmte vorgegebene Strukturrichtungen der Folie selektiv zur Reflexion zu bringen und besitzt zweifelsohne die Möglichkeit, viel speziellere Aufschlüsse über die Folienstruktur zu erhalten, als bei der gewöhnlichen Methode I. Insbesondere gibt die Methode III auch Aufschluß über lokale Strukturmodifikationen der Folie. Wird z. B. einer Stelle einer Folie ohne Faser- und Walzstruktur durch einen Hammerschlag eine Faser- oder Walzstruktur erteilt, so werden die Strahlenbündel, die von dieser Stelle ausgehen, eine Diskontinuität in den sonst gleichmäßigen Ringen, wie sie Fig. 8 zeigt, hervorrufen, vorausgesetzt, daß die Stelle überhaupt so liegt, daß sie einen von ihr reflektierten Strahl durch S_2 hindurchbefördern kann. Sie kann sich aber nicht dadurch äußern, daß sie einen Reflexpunkt auf dem Diagramm erzeugt, der ganz außerhalb der Ringe liegt, die von den nichtgehämmerten Stellen ausgehen. Wenn derartige Flecke auftreten, so rühren sie von Fremdkörpern im Objekt her oder von groben Inhomogenitäten der Gesamtstruktur des Objekts. Bei der Methode I würden diese sich nicht immer im Diagramm äußern, sondern nur dann, wenn das dünne Primärbündel zufällig auf einen solchen Fremdkörper oder eine Stelle anderer Kristallmodifikation träfe. Dann würde aber im allgemeinen das ganze Diagramm anders ausfallen als ein solches von einer benachbarten Stelle des Objekts. Bei der Methode III dagegen bildet sich die Inhomogenität eines großen Flächenstückes des Objekts unmittelbar projektiv in der Struktur der Ringe ab. Die Zahl der Inhomogenitäten der Interferenzringe ist genau gleich der Zahl der Inhomogenitäten des Ringes des Objekts, von dem die Interferenzringe erzeugt werden. Die neue

Methode liefert demnach nicht nur ein Bild der Feinstruktur des Objekts, sondern diesem überlagert auch ein perspektives Bild der Grobstruktur, insbesondere der groben Inhomogenitäten im Kristallgefüge. Unter Grobstruktur ist hier auch die mikroskopische verstanden.

Eine derartige Aufnahme ist die Fig. 12 (s. Tafel VII), die in der Anordnung der Fig. 6 gemacht worden ist und mehrere Stellen der Ringe zeigt, die von lokalen Ungleichmäßigkeiten der verwendeten gewalzten und aus mehrfach abwechselnd geglühten und wieder gewalzten Nickelfolie herrührten. Die Faserstruktur kommt hier nur schwach zum Ausdruck, weit schwächer als in der Fig. 8. Dagegen zeigt die Aufnahme desselben Blechstückes in der Anordnung der Methode I, die Fig. 13 (s. Tafel VII) zeigt, nahezu dieselbe Folienstruktur wie die Kupferblechaufnahme Fig. 9. Nur der äußere Ring zeigt Unterschiede. Es fehlen in Fig. 13 zwei dort durch Pfeile gekennzeichnete Flecke, die in Fig. 9 vorhanden sind.

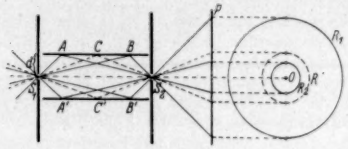


Fig. 14.

Jedenfalls sind die Unterschiede der vier Aufnahmen mit ungeglühter Kupferfolie einerseits und abwechselnd geglühter und wieder gewalzter Nickelfolie andrerseits evident und bieten Aussicht auf wertvolle Verfeinerung der Faser- und Walzstrukturanalyse dünner Folien durch das Verfahren IIIa.

Eine weitere wichtige Anwendung der Methode III besteht bei der Untersuchung der Innenwandung von zylindrischen Röhren. Bringt man die Röhre in der Anordnung der Fig. 14 zwischen den Spalten S_1 und S_2 an, so reflektiert eine gegebene Strukturfläche der Kristallite, die in ihrer Gesamtheit von dem aus S_1 einfallenden Strahlenbündel getroffen werden, nur dann, wenn diese Kristallite auf zwei Kreisringen im Inneren der Röhre liegen, die gleiche Abstände von S_1 und S_2 haben. Nur für diese Kreisringe ist die geometrische Reflexionsbedingung erfüllt, daß die Winkel S_1AS_2 und S_1BS_2 den Wert $2R-2\alpha$ haben. Es werden somit bei dieser Methode IIIb alle überhaupt möglichen Interferenzringe doppelt erzeugt. Die beiden Ringe R_1 und R_2 in Fig. 14 sind spektral- und strukturgeometrisch identisch.

Wie man aus der Fig. 14 ohne weiteres ersieht, sind kleinere Reflexionswinkel als $2R-\sphericalangle S_1CS_2$ nicht möglich. Um kleinere Reflexionswinkel beobachten zu können, müßte eine engere oder längere Röhre genommen, bzw. der Abstand S_1S_2 vergrößert werden. Auch Reflexionswinkel über 45° sind in der einfachen Anordnung der Fig. 14 nicht erreichbar.

Das Ausfallen der kleinen Reflexionswinkel bewirkt, daß um den Nullpunkt O der Interferenzringe herum immer eine leere Zone vorhanden sein muß. Der kleinste Interferenzring ist der von den Strahlen S_1CS_2 erzeugte. Fig. 15 (s. Tafel VII) zeigt ein derartiges Diagramm vom Innern einer Kupferröhre von 8 mm Durchmesser. Man sieht die vollständige Rotationssymmetrie der Ringe, die außerdem bei gleicher Expositionszeit wie die obigen Aufnahmen mehrfach stärker geschwärzt sind. Die beiden Innenringe sind mit den beiden äußeren identisch. Beide Paare entsprechen den beiden hellsten Ringen der Fig. 7, 8 und 11.

Die paarweise Zugehörigkeit der vier Ringe der Fig. 15 ist indessen spiegelbildlich; der äußerste ist mit dem innersten Ring identisch und der zweitäußerste mit dem zweitinnersten. Letztere beiden sind getrennt durch eine Kreiszone, die geometrisch durch Reflexion an der Ringzone C der Röhre erzeugt wird. Dieser Kreis ist ein Wendepunkt der Wellenlängenskala der Ringe, aber nicht die Wellenlängennullinie des ganzen Ringsystems.

Denkt man sich den reflektierenden Zylinder nach links über S_1 hinaus weit verlängert und führt die Reflexringzone AA', von S_2 beginnend, am Zylinder entlang bis weit über S_1 hinaus nach links, so durchlaufen die Reflexringe folgende Werte auf der Projektionsfläche P. Die von dem Reflexring an S_2 durch S_2 hindurchgelangenden Strahlen entwerfen einen unendlich großen Reflexring auf P. Der zugehörige Reflexionswinkel α beträgt wenig über 45°. Verschiebt man die Reflexzone nach links, so schrumpfen die Reflexringe aus dem Unendlichen zusammen, zunächst bis B, dann bis C, dann bis A, und durchlaufen die Radiuswerte R_1, R und R_2 der Fig. 14. Schiebt man die Reflexringzone über S_1 hinaus, so schrumpfen die Ringe langsam weiter und erreichen den Mittelpunkt des Ringsystems, sobald man S_1 unendlich weit überschritten hat.

Die Reflexionswinkel α haben sich bei dieser kontinuierlichen Schrumpfung der Ringe bei Überschreitung des Ringradius R umgekehrt. Sie haben von einem Werte etwas über 45° zunächst abgenommen bis zur Lage CC' der Reflexzone, wo der Winkel α ein durch den Röhrendurchmesser $2d$ gegebenes Minimum erreichte und haben dann nach S_1 zu wieder zugenommen bis zur Erreichung des Reflexwinkels $\alpha = 90°$, wenn S_1 unendlich weit überschritten wurde.

Seemann-Bohlin-Diagramme nach Fig. 1. Bestrahlte Objektfläche 200 qmm.

Fig. 2. Kupferblech ungeglüht. Reflexwinkel 20° bis 45°. Keine Körnung. Sichelform des ersten Ringes bei etwa 20° Reflexwinkel gut ausgebildet.

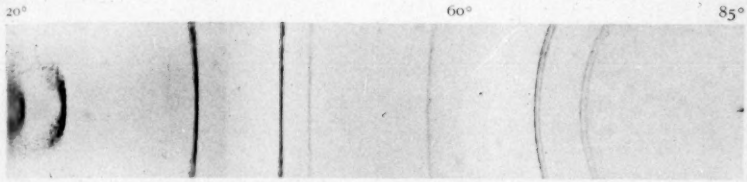


Fig. 3. Dasselbe Blech geglüht. Körnung nur bei den Sichelringen links deutlich hervortretend. Großer Unterschied gegenüber Debye-Ringen, die bekanntlich sehr stark gekörnt sind.

Fig. 4. Aluminiumblech ungeglüht. Sichelform der Ringe bei etwa 20° Reflexwinkel sehr stark hervortretend, auch bei 30° noch deutlich. Rückwärts unter 85° reflektierte Ringe noch vollständig aufgenommen.

Seemann-Bohlin-Diagramme nach Anordnung der Fig. 5 (rückwärts reflektiert, Reflexwinkel 55°–90°).

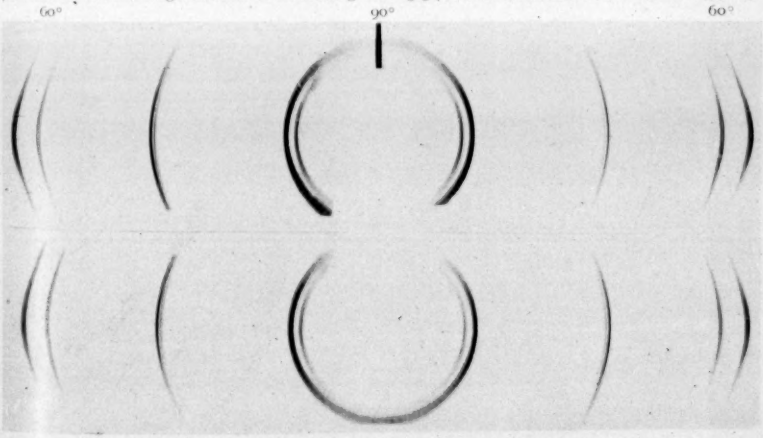


Fig. 6a. Aluminiumblech ungeglüht, genau im Fokussierungskreis angeordnet.

Fig. 6b. Dasselbe in ebener Form in der Sehne des Fokussierungskreises aufgestellt. Auflösung der Ringe in der Fokussierungsebene gegenüber Fig. 6a nicht merklich beeinträchtigt, aber Ringabstände verkleinert.

Bei allen Aufnahmen Fig. 2—6b Kupferstrahlung mit starkem Nickelfilter. Dennoch Expositionsdauer bei 25 mA nur einige Minuten.

Seemann-Bohlin-Diagramm bei Anordnung Fig. 5. Geglühtes Kupferblech von Fig. 3. Kupferstrahlung. Reflexringe zwischen 55° und 90°. Körnung der Ringe hier weit stärker als dort, weil nur etwa 50 qmm des Objekts bestrahlt waren statt wie dort etwa 200 qmm.

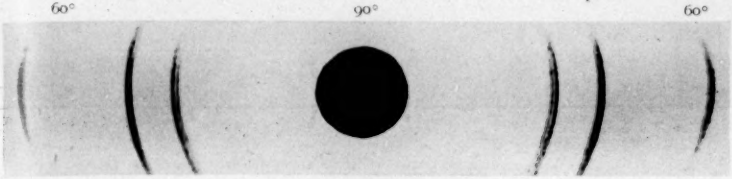


Fig. 6c. Aufnahmen nach der neuen Methode III (Zwischenspaltmethode) im Vergleich mit der alten Methode I (Friedrich, Debye usw.).

Fig. 7. Methode IIIa. Anordnung wie in Fig. 6. Elektrolyt. *Ni*-Folie. Keine Walz- oder Faserstruktur.

Fig. 8. Methode IIIa. *Cu*-Folie, hart gewalzt. Ausgeprägte Faserstruktur. Vgl. Fig. 9.

Fig. 9. Methode I (Debye). *Cu*-Folie von Fig. 8. Ausgeprägte Walz- bzw. Folienstruktur.

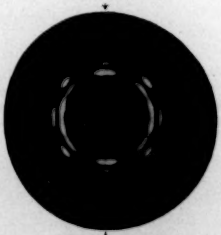


Fig. 11. Methode IIIa. Anordnung wie in Fig. 10. *Cu*-Folie von Fig. 8 u. 9. Geringe Unterschiede gegenüber Fig. 8 in der verkleinerten Wiedergabe kaum erkennbar.

Fig. 12. Methode IIIa. *Ni*-Folie, geglüht–gewalzt–gerichtet. Unregelmäßige Faserstruktur. Keine Folienstruktur.

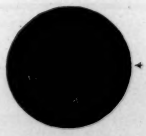


Fig. 13. Methode I (Debye). *Ni*-Folie von Fig. 12. Ausgeprägte Folien- bzw. Walzstruktur.

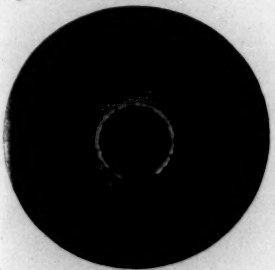


Fig. 14. Methode IIIb. Röhren-Innenaufnahme. Anordnung Fig. 14. *Cu*-Röhre geglüht. Unten Mitte: Schatten des Blendenhalters.

Fig. 19. Methode IIIc. Anordnung Fig. 18. Ebene gewalzte und geglühte *Cu*-Platte. Innere Ovalringe der Fig. 16.

Daraus ergibt sich, daß die Wellenlängenskala der Ringe vom Ring R aus nach beiden Seiten zunimmt. Der Mittelpunkt der Ringe ist der Ort der größten Reflexionswinkel von 90°, und der unendlich große Ring ist der Ort eines wenig über 45° betragenden Reflexionswinkels.

Die Funktion der Reflexionswinkel α in Abhängigkeit vom Radius R der Ringe ist eine quadratische Gleichung:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{c}{R} - \frac{d}{2a}\left(\frac{c^2}{R^2} + 1\right). \qquad (2)$$

Ob die praktische Verwendung des Verfahrens IIIb über die Anwendung des beschriebenen Beispiels einer Röhre wesentlich hinausgeht, kann heute noch nicht gesagt werden. Es ist naheliegend, das Innere der Röhre dazu zu benutzen, um es mit einem Kristallpulver zu überziehen und auf diese Weise Pulverdiagramme aufzunehmen. Ein Vorteil ist aber in dieser Anordnung höchstens dann zu erblicken, wenn z. B. im Vakuum gearbeitet werden soll oder wenn das Pulver sehr stark erhitzt werden soll. Die Röhrenform ist die Idealform des Vakuumgefäßes und des elektrischen Ofens. Da man die beiden Spalte leicht durch Wasserkühlung gegen übermäßige Erhitzung schützen kann, ist es denkbar, daß bei gewissen Untersuchungen die Berechnung der Wellenlängen aus dem Radius der Ringe gemäß Formel (2) und die Existenz des Minimumringes R nicht als zu umständlich empfunden wird.

Daß sich auch kegelförmige Reflektoren verwenden lassen, wobei andere Formeln aufzustellen sind, und auch nichtkoaxiale Lage des Zylinders zu berechenbaren Kurven führt, mag noch erwähnt werden.

Der letzte und interessanteste Spezialfall der Methode, der mit IIIc bezeichnet sein mag, ist die Reflexion an einer ebenen Vielkristallplatte. Hier soll nur die Anordnung behandelt werden, bei der die Platte parallel der Verbindungslinie $S_1 S_2$ verläuft und die Projektionsfläche P gleichfalls, jedoch auf der andern Seite von $S_1 S_2$, wie Fig. 18 zeigt.

Die in der Vertikalebene auf der Platte von S_1 nach S_2 gelangenden Strahlen gehorchen der Gleichung (2). Es ist lediglich $\frac{R}{C}$ in $\frac{C}{R}$ umzuwandeln. Der geometrische Ort aller Strukturflächenelemente, die unter den Winkel α, die von S_1 einfallenden Strahlen nach S_2 reflektieren, ist eine Kurve vierten Grades, die in Fig. 16 und 17 dargestellt ist. Die einfache Ableitung ergibt:

$$\left.\begin{aligned}(x^2 + y^2 + d^2 - a^2)^2 - (2a \cdot \operatorname{tg} 2\alpha)^2 \cdot y^2 \\ = (2ad \operatorname{tg} 2\alpha)^2.\end{aligned}\right| \qquad (3)$$

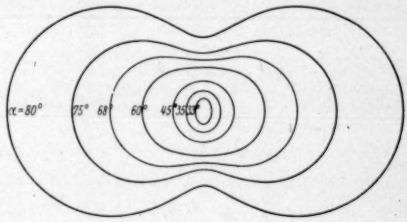


Fig. 16.

Wie man sieht, ist es eine Art Lemniskate, die hier nur flüchtig diskutiert werden kann. Sie nimmt in keinem Falle die Form der „schlichten Lemniskate" an, sondern behält bei Annäherung der Reflexionswinkel α an 90° die allgemeine Form der äußersten Kurve unendlich wachsend. Dagegen nähert sie sich, wenn $\frac{d}{a}$ sehr klein wird, dem reellen Fall zweier sich schneidender Kreise, deren gemeinsame Sehne gleich $2a$ ist. Außerdem nimmt sie in dem speziellen Fall, daß $\alpha = 45°$ ist, Kreisform an, Eigenschaften, die die allgemeine Lemniskate nicht besitzt.

Das Erzeugungsverfahren ist aus Fig. 17 ohne weiteres ersichtlich. Der starre Winkel $\varphi = 2R - 2\alpha$ wird auf der Ebene $A\,B\,D\,E$ so herumgeführt, daß seine Schenkel durch S_1 und S_2 gleiten, was technisch leicht auszuführen ist.

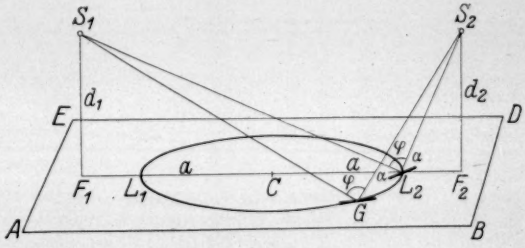


Fig. 17.

Die Fig. 16 wurde auf diese Weise gezeichnet, um die Rechnungen zu ersparen. Die Kontrolle, ob die Kurve für $\alpha = 45°$ tatsächlich ein Kreis ist, ergibt sich in der Formel (3)

$$x^2 + y^2 = a^2 - d^2, \qquad (4)$$

da für $\varphi = 2R - 2 \cdot \alpha = 90°$

$$\operatorname{ctg} \varphi = 0$$

wird.

In der Tat ist Gleichung (4) die Gleichung eines Kreises.

Der Vorteil der Projektion der von dieser Reflexionskurve ausgehenden und durch S_2 hindurchtretenden Strahlen auf eine parallel $ABDE$ liegende Projektionsfläche ist der, daß die Projektionsfigur der Fig. 16 ähnlich und, wenn die Abstände von $S_1 S_2$ gleich sind, kongruent wird.

Weitere Eigenschaften der Kurve Fig. 16 sind noch die, daß die innersten Kurven, die bei gegebenem Verhältnis $\frac{d}{a}$ bei kleinsten möglichen Reflexionswinkeln α entstehen, Ovale sind, deren große Achse senkrecht auf den großen Achsen derjenigen Kurven stehen, die größer als der Kreis sind. Der Kreis entsteht bei jedem Verhältnis $\frac{d}{a}$ immer nur bei $\alpha = 45°$ für alle Werte $\frac{d}{a}$, die kleiner als 1 sind. Er wird unendlich klein bei $\frac{d}{a} = 1$.

Für Werte von $\varphi < 45°$ nimmt der Kreis zunächst noch nicht die Lemniskatenform an, sondern er wird zunächst wiederum zum Oval, dessen große Achse jedoch senkrecht zu der großen Achse der kleinen Ovale innerhalb des Kreises steht. Es gelang, diese Ovale durch Röntgenstrahlenreflexion auf der Projektionsfläche zu gewinnen (wie Fig. 19 zeigt), die durch

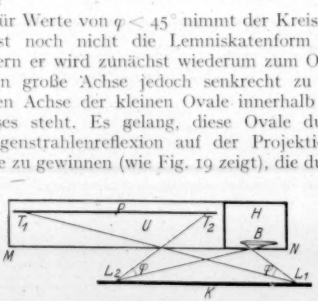


Fig. 18.

Kupferstrahlung an Kupferblech entstanden ist. Zur Erzeugung der Lemniskate ist eine Anordnung erforderlich, die die Ausbildung sehr spitzer Winkel α ermöglicht.

Die Röntgenstrahlen treffen aus der Röntgenröhre H von dem Brennfleck B durch den Spalt S_1 auf die ebene Vielkristallplatte K und werden von dort durch den Spalt S_2 auch unter spitzen Winkeln α auf die photographische Platte P in der Kamera U projiziert. Wenn die Wand MN mit Wasserkühlung versehen ist, ist es z. B. auch möglich, sehr heiße Schmelzen bei K horizontal aufzustellen.

Die Aufnahme Fig. 19 (s. Tafel VII) wurde bei einer derartigen Anordnung gemacht. Die Winkel waren hier jedoch noch nicht so spitz, daß eine eingeschnürte Lemniskate entstand. Die auffallende Verbreiterung der Interferenzringe an einem Ende rührt von der außerordentlich schiefen Projektion der Strahlen $L_1 T_1$ her. Die Strahlen $L_1 T_1$ treffen unter beträchtlich größeren Winkeln auf P auf und erzeugen daher eine schärfere Projektion der beiden Diaphragmen, die 0,3 und 0,5 mm Durchmesser hatten. Die Erzeugung vollkommen gleichmäßig dichter Strahlenbüschel von so großem Kegelwinkel, wie sie hier erforderlich sind, macht, wie bereits eingangs gesagt, bestimmte technische Vorrichtungen notwendig.

Zur Analyse der Walz- und Faserstruktur der Objekte sind derartige Bündel unerläßlich, da man nur mit solchen große Flächenstücke der Objekte gleichmäßig bestrahlen kann.

Für Objekte ohne Walz- und Faserstruktur, insbesondere für Pulver, ist die Erzeugung vollständiger Kurven jedoch entbehrlich. Es genügt vollauf, kurze Bogen in der Nähe der Scheitelpunkte aufzunehmen. Hierfür genügt ein gewöhnlicher breiter Brennfleck, der gegebenenfalls mit oder ohne die Röntgenröhre etwas hin und her bewegt wird, oder, was dasselbe bedeutet, beide Spalte samt Kamera und Objekt müssen in der bekannten Weise geschwenkt oder hin und her geschoben werden. Bei Untersuchung von Flüssigkeitsoberflächen müßte dagegen wohl die Röntgenröhre selbst oder der Brennfleck in der Röhre bewegt werden.

Bei diesem partiellen Aufnahmeverfahren tritt an die Stelle der Formel (3) die einfache Formel (2) von Fig. 14, wie sie bei den Röhren benutzt wurde, jedoch unter Umkehrung des Verhältnisses $\frac{C}{R}$.

Noch einfacher wird das Verfahren IIIc, wenn man die photographische Platte wie in Fig. 14 bei den Röhren senkrecht zu $S_1 S_2$ aufstellt. Dann ist die Formel (2) unverändert für die Scheitelpunkte der gewonnenen Kurvenschar anzuwenden, ohne daß auf die veränderte Form der Kurven, zu denen die Scheitelpunkte gehören, Rücksicht genommen zu werden braucht.

Über die Bedeutung des neuen Verfahrens ist noch nachzutragen, daß die Methode IIIb (Röhren) wahrscheinlich bei der noch ungeklärten Entstehung des sogenannten Ray-Effektes mitgespielt hat, da Ray[1]) einen sogenannten Siegbahn-Spektrographen benutzte aus dem Siegbahnschen Institut. Dieses Instrument besitzt eine enge Messingröhre mit zwei Spalten an beiden Enden, genau wie in Fig. 14 dargestellt. Da die Spalte parallel und

[1]) B. B. Ray, Teilabsorption von Röntgenstrahlen, Zeitschr. f. Physik **69**, 953, 1931. B. B. Ray und N. B. Datta, Nature **128**, 224, 1931.

ziemlich lang sind, entstehen keine ringsherum gleichmäßig scharfen oder körnigen Interferenzringe, wie in dem Diagramm Fig. 15, sondern durch Überlagerung bzw. Verschiebung der Ringe in der Spaltrichtung eine Art Spektrallinien, ganz ähnlich den doppelsichelförmigen Seemann-Bohlin-Interferenzringen der Fig. 2–4 links.

Diese Ringe können bei genügender Feinheit der Spalte und dem großen Abstand zu sehr scharfen Pseudolinien werden, die als solche nicht erkennbar sind, weil nur diese scharfen Stücke der gesamten Interferenzringe von dem gewöhnlichen Brennfleck der Röntgenröhre entworfen werden, wie oben gezeigt. Durch die starke Überlagerung sehr verschieden geneigter Reflexkegel infolge der Länge der Spalte verschwindet auch die Körnung der Ringe, die bei dem benutzten Messingrohr sonst zweifelsohne aufgefallen wäre.

Die beschriebenen Erscheinungen und Interferenzverfahren sind dem Verfasser schon seit Ausarbeitung der Seemann-Bohlin-Methode bekannt. Die Bekanntgabe mußte aber aus beruflichen und technischen Gründen bisher unterbleiben, zumal die Nachfrage nach neuen Methoden heute außerordentlich gering ist. Das Bedürfnis geht im allgemeinen nicht weiter als bis zu Modifikationen der alten Methoden durch veränderte Formgebung und Aufstellung des Films bei der Methode I. Der Wunsch nach Einheitsmethoden mag hier vielfach mitsprechen.

Doch kann heute angenommen werden, daß die neuen drei Methoden II hie und da gute Dienste leisten könnten. Aufnahmen des künstlichen Ray-Effekts[1]) sollen alsbald an anderer Stelle bekanntgegeben werden.

Die Anwendbarkeit der drei Methoden auf die Elektroneninterferenz ist ohne weiteres gegeben. Die Herstellung kegelförmiger Kathodenstrahlenbündel von gleichmäßiger Dichte ist jedoch nur in recht unvollkommener Weise möglich. Man muß zu dem Hilfsmittel greifen, das linienförmige Kathodenbündel durch Bewegung einen kegelförmigen Raum beschreiben zu lassen. Auf diese Weise können zwar Aufnahmen auf photographischem Material gemacht werden, aber keine Beobachtungen auf dem Leuchtschirm, die das ganze Diagramm gleichzeitig erscheinen ließen.

Über die Form von Kathodenstrahlbündeln von Glühkathoden wird an anderer Stelle gleichzeitig berichtet.

1) l. c.

Freiburg i. Br., 3. September 1932.

(Eingegangen 5. September 1932.)

Spontane Magnetisierung und Thermoremanenz in ferromagnetischen Einkristallen.

Von J. Koenigsberger.

Zusammenfassung.

In der Nähe des Curiepunktes tritt schon bei sehr kleinen Feldstärken eine ziemlich vollständige Gleichrichtung der umklappbaren Spins ein, die im Nullfeld bei sinkender Temperatur, wenn die Koerzitivkräfte ausreichend groß sind, erhalten bleibt und infolge abnehmender Temperaturstörung sich stärker geltend macht. — Soweit bisher beobachtet, tritt aber, auf das vollkommene Nullfeld extrapoliert, auch beim C. P. keine allgemeine Gleichrichtung (spontane Magnetisierung) auf, und auch nicht bei tieferen Temperaturen bei der Auskristallisation. Die Gleichrichtung durch Umklappvorgänge erfordert in den Realkristallen mit Koerzitivkraft eine meßbare Energie.

§ 1.

Die Theorie der Ferromagnetika von Langevin und von P. Weiß führt bekanntlich zu zwei Werten der Magnetisierung, die aus einer gewöhnlichen und einer transzendenten Gleichung bei Verwendung der Stabilitätsbedingung sich ergeben, und die als spontane Magnetisierung gedeutet werden müssen. Solche im Feld o ursprünglich vorhandene Sättigungsmagnetisierung oder spontane Remanenz ist aber experimentell nicht beobachtet worden. Hierfür hat man verschiedene Gründe angegeben.

Annahme 1. Eine Ursache ist die entmagnetisierende Wirkung der äußeren Form. Diese sollte auch erklären, daß die Remanenz stets erheblich kleiner als der Sättigungswert ist. Die Entmagnetisierung der äußeren Form kann durch geeignete Gestalt des Materials, z. B. als sehr langgestreckter Stab oder als Ring vermieden werden; man erhält dann die wahre Remanenz, die meist $\leqq 0{,}7$ der Induktionssättigung ist.

Annahme 2. Die meisten Substanzen haben eine reale Dichte, die erheblich unter der des idealen Kristallgitters (röntgenographische Dichte) bleibt. Also sind im Innern Lockerstellen vorhanden. Diese bedingen Grenzflächen. Von deren Gestalt, von der Größe der Zwischenräume und der Körner hängt die Größe der inneren, texturellen, entmagnetisierenden Wirkung ab. — Ebenso wirken andere, etwa chemische Inhomogeneitäten, z. B. TiO_2 im Kristallgitter von Fe_2O_3. Doch kann durch innere Entmagnetisierung nur ein kleiner Teil fehlender Remanenz erklärt werden, da die entmagnetisierende Wirkung auch durch den Abstand der benachbarten

Teile ähnlicher Form bedingt ist. Je dichter die Packung, um so kleiner die entmagnetisierende Wirkung. Der Unterschied zwischen der aus den Röntgeninterferenzen abgeleiteten Raumgitterdichte und der empirisch bestimmten Dichte gibt das Maß für das Verhältnis von Raumdimension der Lücken zu der der Körner und ist für Metalle und normal dichte Erze $\leqq 2$ Proz. Damit ist in erster grober Näherung die Dicke des Zwischenraums $\leqq {}^2/_3$ Proz. der Würfelkanten der würfelförmig gedachten Körner. Ähnliches gilt für den Radius bei kugelförmiger Packung. Dann kann aber, wie einfache angenäherte Rechnungen auf Grund der Bildmethode zeigen, die Entmagnetisierung für Magnetit ($K = 1 - 1,5$ für $H \leqq 10\,Oe$) auch nur von derselben Größenordnung sein. Daher erklärte diese Annahme 2 nur eine direkte Verminderung der Remanenz um einige Prozent gegenüber der induktiven Sättigung.

Die Annahmen 1 und 2 können also nur sekundäre Verringerungen der spontanen Magnetisierung erklären.

Annahme 3. R. Forrer[1]) hat in Zusammenhang mit Beobachtungen von P. Weiß und seinen eigenen eine Erklärung gegeben, die sich unter Verwendung von Elementen aus den Theorien von R. Becker, N. Akulow, F. Bloch[2]) etwa folgendermaßen darstellen läßt: Die induktive Magnetisierung J von Ferromagnetika wird durch zwei Vorgänge bedingt:

a) Vorgänge A, Umklappen der miteinander durch Austauschvorgänge nach W. Heisenberg gekoppelten Spins, die in eine kristallographische Vorzugsrichtung a eingestellt sind, in die Feldrichtung bzw. in deren Komponente nach a.

b) Stets reversible Vorgänge B, kontinuierliche Drehung der Spins in die Feldrichtung. Bei Aufhören des induzierenden Feldes drehen sich die Spins sofort in ihre primäre Lage zurück. Es ist die Sättigungsinduktion

$$J_s = J_A + J_B.$$

Die A-Vorgänge bedingen die ideale Remanenz

$$J_A = (J_r)_i \leqq 0{,}7 \cdot J_s$$

im Idealkristall.

Die Koerzitivkräfte H_c dagegen beruhen auf Wirkung von Grenzschichten bestimmter Dicke (F. Bloch) der einzelnen Körner im Realkristall (Zufallseinheiten oder Ewing-Einheiten, die durch Inhomogeneitäten bedingt sind). Die H_c fixieren die Vorgänge A.

Was als Koerzitivkraft definiert wird, ist der höchste Wert der H_c, der den Körnern kleinster Dimension, größter innerer Spannung usw., entspricht. Die gewöhnliche Hysteresiskurve muß m. E. statistisch erklärt werden. Im nichtidealen Einkristall ist zur Erzielung und Aufhebung von A-Vorgängen eine Arbeit gegen die H_c erforderlich, die sich teilweise in Wärme (Hauptteil der Hysteresiswärme) umsetzt. Die Suszeptibilität K wird um so kleiner, je näher die Temperatur dem ferromagnetischen Curiepunkt CP_f liegt. H_c wird um so kleiner und das Maximum der A-Vorgänge wird um so leichter erreicht, je näher die Temperatur dem höher als CP_f gelegenen paramagnetischen Curiepunkt CP_p kommt.

Dabei bleibt aber die Frage offen, ob 4. bei der Kristallisation eines ferromagnetischen Einkristalls unter dem Curiepunkt im Nullfeld die Spins alle parallel etwa in verschiedene Vorzugsrichtungen des Kristalls gestellt waren (gesättigte, spontane Magnetisierung), ähnlich wie die elektrischen Dipole bei Turmalin und Quarz; oder 5. ob eine solche Magnetisierung beim Durchgang durch den Curiepunkt im Nullfeld erfolgt und bei weiterer Abkühlung erhalten bleibt. Oder 6. ob parallele und antiparallele Spins (in den Vorzugsrichtungen) im Nullfeld gleich zahlreich sind und somit eine Nullordnung ergeben, und ob die Nullordnung energetisch der günstigste Fall ist. Das letztere ist in den elementaren energetischen Theorien von J. Frenkel und J. Dorfmann und von Fr. Bitter dargelegt. Darnach zerfallen die Zufallseinheiten und auch der ideale hysteresisfreie Einkristall in fadenförmige Gebilde (veränderliche Zwangseinheiten), die etwa in gleicher Zahl parallel oder antiparallel orientierte Spins haben, derart, daß im Feld $H = 0$ für $H_c = 0$ stets $J = J_r = 0$ wird (Nullordnung). Das ist die im folgenden zu prüfende Annahme 1. — Frenkel und Dorfmann berechnen die magnetostatische Energie einer Einheit für die Nullordnung der Dipole etwa $\approx -\alpha I^2 V$; α ist etwa 1,5. V ist aber m. E. das Volumen einer (veränderlichen) Ewing-Einheit, nicht einer Zwangseinheit (Tropfens von Frenkel). Deshalb steht diese Arbeit mit dem Vorhandensein von Koerzitivkräften in Zusammenhang. Zweifelhaft scheint mir, ob die Funktion von V richtig getroffen ist, denn pro ccm hebt sich hier V wieder weg. Jedenfalls ist für Gleichrichtung von Spins, für die Magnetisierung, ein Energieaufwand erforderlich. Das steht auch m. E. nicht im Widerspruch zu dem Nachweis, den R. Becker geführt hat

1) R. Forrer, Journ. Phys. (6) **10**, 247, 1929; vgl. auch die zusammenfassende Darstellung von P. Weiß, Le Magnetisme, p. 38, in Rapports et Discussions du 6. conseil de physique. Inst. internat. de phys. Solvay, Oktober 1930. Paris 1932.

2) Ber. Lit.; vgl. Phys. Zeitschr. **33**, 468, 1932.

wonach bei einer Gesamtdrehung der gekoppelten Spins (Dipole) als Ganzes im kubischen Raumgitter die magnetostatische Energie konstant bleibt.

F. Bloch[1]) begründet das Vorhandensein der Nullordnung wellenmechanisch eingehend. Bloch nimmt aber weiter an, daß bei Vorhandensein von Keimen (in einer Ewing-Einheit) das Wachsen der in einer Richtung orientierten Fäden auf Kosten der Fäden mit entgegengesetzt gerichteten Spins, also die Bildung der Zwangseinheiten, ohne (irreversiblen?) Energieaufwand erfolgt (Annahme 7). — Gegen letzteres läßt sich einwenden, daß die den gyromagnetischen Effekten entsprechende mechanische Energie meist irreversibel verbraucht wird. Auch wenn die neue Lage gleich viel magnetische Energie besitzt, so ist doch zum Übergang eines Systems träger Massen aus einer Gleichgewichtslage in eine andere kinetische Energie erforderlich, die meist sich schließlich in Wärme umsetzt. Diese und die von Sixtus und Fonk theoretisch geschätzte, von der Leitfähigkeit abhängige Energie der Induktionsströme bei der Fortpflanzung der magnetischen Welle wirken als Hemmung jeder Veränderung, als kleine Koerzitivkräfte auch im Idealkristall (z. B. reinen Eiseneinkristall). — Weiter ist die Nullanordnung hinsichtlich magnetostatischer Energie am günstigsten, wie man auch experimentell zeigen kann: Wenn man eine Schachtel mit kleinen permanenten Magnetstäben schüttelt, so legen sich diese Nordpol an Südpol, so daß nach außen die Wirkung am kleinsten wird. Voraussetzung ist dabei allerdings das Vorhandensein von Trennungsflächen. Daher dürfte diese Nullordnung und der mit ihr verbundene, von Frenkel berechnete Energiegewinn nur bei Vorhandensein merklicher H_c auftreten, da die Koerzitivkräfte mit dem Vorhandensein von Gebieten verschiedener physikalischer Eigenschaften zusammenhängen.

§ 2.

Die Prüfung natürlicher Einkristalle ergibt, daß einige Magnetite, die in alpinen Zerrklüften unter etwa 450° im Erdfeld auskristallisierten, nur recht geringe oder keine nachweisbare natürliche Remanenz zeigten. Dagegen ist Hämatit (Fe_2O_3), der weit unter dem CP_φ (720°) bei etwa 250–400° eben dort auskristallisierte, deutlich magnetisch polar, obwohl seine Thermoremanenz bei Abkühlung von 400° ab im Erdfeld sehr gering ist. Die Frage 4 ist also nicht eindeutig beantwortet.

[1]) F. Bloch, Zeitschr. f. Phys. **74**, 295, 1932.

Dagegen ließ sich zwischen den Annahmen 5 und 6 entscheiden. Hierfür sind Stäbe || der Basis des ferromagnetischen Hämatit besonders geeignet, weil wegen der kleinen Suszeptibilität $K \approx 1 \cdot 10^{-2}$ die durch äußere Form, Lücken, texturelle Gitterstörungen hervorgerufene Entmagnetisierung (im Gegensatz zu *Fe*, da zu Fe_3O_4 usw.) klein ist. — K, J_r, H_c von Fe_2O_3 nehmen mit steigender Temperatur ab. Die Stäbe wurden in kleinen Feldern oberhalb vom zweiten C. P., von etwa 740° C ab, bis 20°, abgekühlt und die Remanenz J_r gemessen. Das Feld von $8 \cdot 10^{-3}$ Oe war bei den Laboratoriumsstörungen auf Stablänge ca. 1 cm das kleinst mögliche. Die Thermoremanenz $(J_r)_t$ war noch leicht nachweisbar. Hämatit (von Ouro Preto) als Kreiszylinder ($l : r = 2{,}55 : 0{,}55$) mit $K_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-2}$ hatte $J_r = 1{,}4 \cdot 10^{-1} = {}^1/_{13}$ von $(J_r)_s = 1{,}88 = 1300 \cdot$ (K.H.). Bei Feldumkehrung kehrte sich das Feld um.

Für $H = 2^{\cdot} \cdot 10^{-2}$ ist $(J_r)_t = 3{,}0 \cdot 10^{-1}$;
für $H = 5 \cdot 10^{-2}$ ist $(J_r)_t = 5 \cdot 10^{-1}$;
für $H = 4{,}1 \cdot 10^{-1}$ ist $(J_r)_t = 1{,}85$.

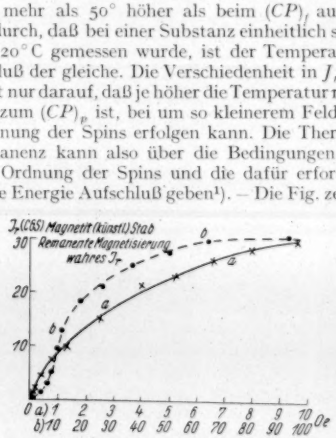
Also ist die Thermoremanenz für kleine H diesen ungefähr proportional. Der Extrapolationswert für $H = 0$ wäre also nahe 0, und eine spontane gesättigte Magnetisierung scheint nicht da zu sein. Ähnliches gaben andere Stäbe von Hämatit (Cavradi), Kristall III, Stab *E*, für 0,020 Oe ist $(J_r)_t = 2{,}2 \cdot 10^{-1} = 2200$fache von K.H., bei 20° C $= {}^1/_7$ von $(J_r)_s$. Für 0,41 Oe ist $(J_r)_t = 8{,}5 \cdot 10^{-1} = {}^1/_2\,(J_r)_s$. — Stab *C* von Kristall I mit $K_0 = 1{,}1 \cdot 10^{-2}$ gab $(J_r)_t$ für 0,020 Oe $= 8 \cdot 10^{-2} = {}^1/_{20}$ von $(J_r)_s$; für 0,41 Oe war $(J_r)_t = 1{,}1 = {}^1/_{1{,}5}\,(J_r)_s$. — Stab *D* von Kristall II mit $K_0 = 1{,}35 \cdot 10^{-2}$ hatte (J_r) für 0,020 Oe $= 1{,}2 \cdot 10^{-1} = {}^1/_8\,(J_r)_s$. — Damit ist m. E. die Richtigkeit der Annahme 6 für diesen Hämatit wahrscheinlich gemacht.

§ 3.

Mit Annahme 6 kann auch die Thermoremanenz folgendermaßen erklärt werden, wobei der Einfachheit halber statt der statistische Behandlung erfordernden Verschiedenheit der Zufallseinheiten und Koerzitivkräfte nur ein bestimmter Wert von H_c und damit eine gebrochene Hysteresiskurve angenommen sei. — Die Suszeptibilität, also auch die Magnetisierung, nehmen mit Näherung an den ferromagnetischen Curiepunkt ab; damit nimmt auch die zur Gleichrichtung der umklappbaren Spins aufzuwendende Arbeit ab, die J^2 proportional ist. Solange bei sinkender Temperatur diese Arbeit kleiner ist als die gegen die Koerzitivkraft zu leistende Arbeit, bleibt eine bei höchster Temperatur durch die Umklappvorgänge erfolgte

Magnetisierung erhalten. Das zur Magnetisierung nahe am CP erforderliche Feld wird durch die dort noch vorhandene Koerzitivkraft und durch die Arbeit bestimmt, die notwendig ist, um die umklappbaren Spins alle gleichzurichten.

Diese Ordnung der Einheiten nahe am $(CP)_p$ und der reversible Gang der Remanenz läßt sich zunächst entsprechend der Theorie von Langevin-Weiß durch die Annahme erklären, daß die Austauschwirkungen die Spins festkoppeln, daß die Wärmeenergie aber das Spinpaket als Ganzes und ihre Kern- und Elektronenschalenunterlage schüttelt. Wenn auch durch die Wärmebewegung die magnetischen Wirkungen am $(CP)_f$ fast zum Verschwinden gebracht wurden, so hält die Koppelung bis zum $(CP)_p$ noch fest. Auch die Wirkung der Oberflächen und der Spannungen an den Ewing-Einheiten, die als Koerzitivkraft auftritt, bleibt bestehen bis zum paramagnetischen CP. Daher tritt die Thermoremanenz z. B. bei Hämatit stark erst um mehr als 50° höher als beim $(CP)_f$ auf. — Dadurch, daß bei einer Substanz einheitlich stets bei 20° C gemessen wurde, ist der Temperatureinfluß der gleiche. Die Verschiedenheit in J_r beruht nur darauf, daß je höher die Temperatur relativ zum $(CP)_p$ ist, bei um so kleinerem Feld die Ordnung der Spins erfolgen kann. Die Thermoremanenz kann also über die Bedingungen für die Ordnung der Spins und die dafür erforderliche Energie Aufschluß geben[1]). — Die Fig. zeigt,



a) Jeweils vom CP ab in bestimmten Feldern (*Oe*) bis 20° C abgekühlt; *b*) Magnetisierung bei konstanter Temp. 20°.

daß die Ordnung bei 20° (Kurve *b*) in anderer Weise sowohl der Abszissengröße wie der Kurvengestalt nach von H abhängt, als wenn die Ordnung vom CP an erfolgt (Kurve *a*). —

Eine andere Erklärungsmöglichkeit (Annahme 7) wäre: Die Koerzitivkraft bleibt meist länger erhalten als die Magnetisierung; denn der paramagnetische CP, an dem H_c verschwindet, liegt meist über dem ferromagnetischen CP, an dem J und K sehr klein werden. Zur Gleichrichtung der umklappbaren Spins muß nur die Koerzitivkraft überwunden werden. Ist dies aber geschehen, so fixiert die Koerzitivkraft von selbst diese Magnetisierung. — Gegen diese letztere Erklärung spricht, daß Magnetit mit geringer Koerzitivkraft und kleinstem Temperaturunterschied $(\Delta T)_{fp}$ von $(CP)_f$ und $(CP)_p$ größere Felder erfordert, um gleiche Bruchteile seiner Sättigungsremanenz (relative Thermoremanenz) zu erhalten, als Hämatit mit seiner bei tiefer Temperatur höheren Koerzitivkraft und mit großem Temperaturunterschied zwischen ferro- und paramagnetischem Curiepunkt. — Die relativen Thermoremanenzen ordnen sich für dieselbe kleine Feldstärke, z. B. 0,41 Oe, bei den bisher untersuchten Substanzen in absteigender Reihenfolge folgendermaßen: Hämatit, Magnetit, Wolframstahl, weiches Eisen. In derselben Reihenfolge wird H_c größer und K kleiner, wie das der Annahme 6 entspricht.

§ 4.

Unter dem Maximalen bleibende, bestimmte Werte der Remanenz, die stets bei derselben T, z. B. bei 20°, gemessen werden, also der Ordnung proportional sind, können auf verschiedenen Temperaturwegen mit sehr verschiedenen Feldstärken erhalten werden. Zwei solche gleiche Werte brauchen aber nicht gleichwertig zu sein (s. unten). — Der maximale Wert $(J_r)_s$ hängt nur von der Temperatur ab.

Soweit $(J_r)_s$ einer bestimmten Temperatur, über ein nicht zu kleines Temperaturintervall reversibel geändert, konstante Werte zeigt, kann man annehmen, daß diesem Wert die maximal mögliche, im Nullfeld dauerhafte Ordnung der Spins entspricht. Bei Magnetit z. B. für die Temperaturen von 200° bis unter 0° C. Auf diese derart gemessene maximale Ordnung beziehen sich die Darlegungen der Annahme 3. — Mißt man dagegen die maximale Remanenz bei Temperaturen relativ nahe dem Curiepunkt, so wird die Remanenz im Nullfeld bei dieser Temperatur nicht der maximalen Ordnung entsprechen; denn dann genügen vielfach die Koerzitivkräfte nicht, um eine teilweise Nullordnung zu verhindern.

1) In Übereinstimmung mit dieser Annahme, daß die Parallelordnung der Spins bei Annäherung an (CP) leichter vor sich geht, stehen die Beobachtungen von C. A. Perkins, E. P. Harrison, W. R. Wright, F. Piola, J. Hopkinson u. a., wonach die induktive Sättigung bei um so kleineren Feldstärken erreicht wird (z. B. 0,9 des Sättigungswertes), je höher die Temperatur ist, je mehr die Temperatur sich dem CP des betr. Materials nähert. — Die Sättigung oder Ordnung wird (nach Annahme 6) um so leichter erreicht, je kleiner die Koerzitivkraft ist, wie u. a. das Verhalten des reinen Eiseneinkristalls zeigt.

Welcher Abstand vom CP im Nullfeld erforderlich ist, um die maximale, remanent bleibende Ordnung zu erhalten, hängt vom Gang der Koerzitivkraft und Suszeptibilität ab. — Ein reiner Eisenkristall zeigt z. B. auch bei 20° C noch eine viel zu kleine Remanenz, die nicht mehr Annahme 3 entspricht. Bei Magnetit schwächt ein Nullfeld bis zu etwa 300° abwärts nachweisbar die Remanenz. — Eine bestimmte remanente Magnetisierungsanordnung kann bei tieferen Temperaturen von der Koerzitivkraft gehalten werden; bei höheren Temperaturen muß noch eine Feldkraft zu der entsprechend kleineren Koerzitivkraft hinzukommen, um dieselbe Ordnung aufrechtzuerhalten. —

Die bei Abkühlung von 420° auf 20° C im Feld 2,1 Oe erlangte Thermoremanenz (1) ist ungefähr so groß wie die Differenz Thermoremanenz (2) bei Abkühlen von 590° auf 20° bei 2,1 Oe weniger Thermoremanenz (3) von 590° auf 420° in 2,1 Oe und von 420° — 20° im Feld 0. Für Magnetit (künstlich) Stab war (1) = 3,3; (2) = 13,5; (3) = 10,0, also (2) weniger (3) = 3,5, etwa dem Wert von (1) gleich.

Man kann die Zwischentemperatur in obigem Fall so wählen, daß die Remanenzen gleich groß sind, z. B. Abkühlung von 590° auf 495 bei 0,41 Oe und von 495° auf 20° bei 0 Oe gibt $J_r = 2{,}6$ (a). Von 590° bis 495° bei 0 Oe, und von 495° bis 20° bei 0,41 Oe gibt $J_r = 2{,}5$ (b). Doch sind dann die Koerzitivkräfte[1]) bei 20° gemessen nicht gleich: für (a) = 4,1 Oe, für (b) = 3,5 Oe. Also sind die gleichen Werte von J_r nicht ganz durch dieselben Einheiten erzielt worden. — Um zu quantitativen Beziehungen zu kommen, muß daher die Erklärung der Hysteresiskurve auf statistische Basis gestellt werden.

1) Die Feststellung der Koerzitivkräfte und der Remanenz, Entmagnetisierung und Magnetisierung erfordert bei dem untersuchten künstlichen Magnetit eine bestimmte Zeit zur Einstellung. Der Endwert wird nach einigen Minuten bis auf wenige Prozent erreicht.

Freiburg i. B., Math.-physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 10. August 1932.)

Die Berechnung des Molekulargewichts eines polaren Kolloids aus den Daten der Dispersionskurve seiner wäßrigen Lösung.

Von B. M. Bloch und J. Errera.

In früheren Arbeiten hat sich der eine von uns[1]) mit der dielektrischen Analyse kolloiddisperser Systeme befaßt sowie mit den Folgerungen, die man mit Hilfe der Debyeschen Dipoltheorie aus solchen Messungen ziehen kann.

Marinesco hat sich in einer Reihe interessanter Arbeiten[2]) ebenfalls mit diesem Problem befaßt, wobei er auch zu einer Bestimmung des Molekulargewichts aus den dielektrischen Daten gelangt. Dabei geht er folgendermaßen vor:

Er sucht den Wendepunkt der Dispersionskurve auf, setzt $\tau = \frac{1}{\nu_0}$, wenn ν_0 die Frequenz ist, die dem Wendepunkte entspricht. Unter Voraussetzung der Kugelgestalt der Partikel hat man zwischen τ und ϱ (ϱ = Radius der Partikel) folgende Beziehung:

$$\tau = \frac{4\pi\eta\varrho^3}{kT}. \qquad (1)$$

Setzt man in diese Gleichung für τ den Wert $\frac{1}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{c}$, so erhält man nach Marinesco für das Molekulargewicht M die Beziehung:

$$M = \frac{1}{3}\cdot\frac{\lambda_0}{c}\cdot\frac{RT}{\eta_0\left(\frac{1}{d}+H\right)},$$

wobei d die Dichte des Kolloids im festen Zustand bedeutet, und H der Hydratation in der Lösung Rechnung trägt. Wir glauben, daß man bei der Berechnung von τ folgendes berücksichtigen muß:

Die theoretische Darstellung der Dispersionskurve ist gegeben durch die Formel von Debye:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{1+\left(\frac{\varepsilon_1+2}{\varepsilon_0+2}\right)^2\omega^2\tau^2}. \qquad (2)$$

Diese Formel ist abgeleitet unter der Annahme der Gültigkeit der Clausius-Mosottischen Hypothese, und es bedeuten in ihr:

1) J. Errera, Kolloid-Zeitschr. **31**, 59, 1922; **32**, 157, 240, 273, 1923; Journ. de Phys. **6**, 307, 1928.

2) N. Marinesco, Journ. Chim. Phys. **24**, 572, 1927; **28** (2), 76, 1931; Compt. rend. Acad. Paris **188**, 1163, 1929; Compt. rend. Soc. Biol. **103**, 872, 1930; Kolloid-Zeitschr. **58**, 285, 1932.

τ = die Relaxationszeit,
ε_0 = die optische DK,
ε_1 = die statische DK,
ε = die DK bei der Frequenz $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$,
ω = die Kreisfrequenz.

Sucht man den Wendepunkt der durch (2) dargestellten Kurve, so findet man folgende Bedingungsgleichung:

$$\nu_0 = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{1}{2\pi\sqrt{3}} \cdot \frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_1 + 2}. \qquad (3)$$

ν_0 bedeutet, wie oben, die dem Wendepunkte entsprechende Frequenz. Man sieht aus (3), daß ν_0 verschieden ist von $\frac{1}{\tau}$, und noch dazu abhängig von ε_0 und ε_1.

Hat man es mit einem reinen Stoff zu tun, für den die Beziehung (2) in erster Linie aufgestellt ist, so kann man die Berechnung von τ entweder mit Hilfe von (2) oder mit Hilfe von (3) durchführen. Komplizierter gestaltet sich das Problem gerade in unserem Falle: wäßrige Lösung eines Kolloids. Die beobachtete Dispersionskurve besteht hier aus folgenden drei Teilen:

1. Konstante Zone mit einem DK-Wert, der kleiner ist als der des Wassers (Hydratation, Gemisch).
2. Dispersionszone: Die DK wächst mit zunehmender Wellenlänge.
3. Konstante Zone: Vollkommenes Mitschwingen der Kolloiddipole.

In ihr sind superponiert die Wirkungen des Lösungsmittels und des gelösten Stoffes. Wenn auch die Teile 2 und 3 der Dispersionskurve hauptsächlich durch das τ des Kolloids bedingt sind, so liefert uns die Kurve doch nicht die Werte von ε_0 und ε_1, die wir nötig haben, um z. B. aus (2) τ zu berechnen.

Wie Debye uns angedeutet hat, kann man diese Schwierigkeit umgehen, indem man statt der DK-Werte die Werte der Polarisation als Ausgangspunkt der Betrachtung nimmt. Für die Polarisation hat man nach Debye

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{d} = P(\omega) = \frac{4\pi}{3} N \left(\alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \right) \qquad (4)$$

$$(\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'').$$

Andererseits gilt für eine binäre Mischung:

$$P_{12} = P_1 f_1 + P_2 f_2. \qquad (5)$$

Arbeitet man also in sehr verdünnten Lösungen, so kann man aus (5) zu jeder Frequenz ω das entsprechende P_2 finden, das andererseits der Gleichung (4) genügen muß. Auf diese Weise kann man aus (4) den Wert von τ entnehmen.

Auf den ersten Blick stößt die Anwendung der Gleichungen auf eine Schwierigkeit: sie enthalten beide die Molekularpolarisation, während wir gerade mit ihrer Hilfe das Molekulargewicht bestimmen sollen. Folgende Rechnung zeigt, wie man diese Schwierigkeit leicht umgehen kann, gleichzeitig liefert sie die endgültigen Formeln für die Berechnung von τ, wobei nur zwei Punkte der Dispersionskurve und die DK des Kolloids im festen Zustand bekannt sein müssen.

Ausgehend von den Gleichungen

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{d} = P(\omega) = \frac{4\pi}{3} N \left[\alpha_0 + \frac{\mu^2}{3kT} \frac{1}{1 + i\omega\tau} \right] \qquad (4)$$

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' \qquad (6)$$

$$P_{12} = P_1 f_1 + P_2 f_2 \qquad (5)$$

erhält man

$$\frac{(\varepsilon'_{12} - 1)}{(\varepsilon'_{12} + 2)} \cdot \frac{\left(\varepsilon'_{12} + 2 + \frac{\varepsilon''^2_{12}}{(\varepsilon'_{12} + 2) - 3} \right)}{\varepsilon'_{12} + 2 + \frac{\varepsilon''^2_{12}}{\varepsilon'_{12} + 2}} \cdot \frac{g_{12}}{d_{12}} = \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 2} \cdot \frac{g_1}{d_1} + \frac{P_{2R}}{M_2} g_2 \qquad (7)$$

$$- \frac{3\varepsilon''_{12}}{(\varepsilon'_{12} + 2)^2 + \varepsilon''^2_{12}} \cdot \frac{g_{12}}{d_{12}} = \frac{P_{2J}}{M_2} g_2. \qquad (8)$$

In den Gleichungen (7) und (8) bedeuten
g_1, d_1, ε_1 das Gewicht, die Dichte, die DK der Komponente 1;
g_2, M_2 das Gewicht, das Molekulargewicht der Komponente 2;
g_{12}, d_{12} das Gewicht der Lösung.

Dividieren wir durch $\frac{g_{12}}{d_{12}}$ und vernachlässigen wir den zweiten Faktor der linken Seite der Gleichung (7), so erhalten wir mit

$$\frac{P_{02}}{M_2} = \frac{\varepsilon_s - 1}{\varepsilon_s + 2} \cdot \frac{1}{d_s}$$

(ε_s und d_s, DK und Dichte der Komponente 2 im festen Zustand)

$$\left.\begin{aligned} c &= \left(\frac{\varepsilon'_{12} - 1}{\varepsilon'_{12} + 2} - \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 2} \cdot \frac{g_1}{d_1} \right) \cdot \frac{1}{g_2} \\ - \frac{\varepsilon_s - 1}{\varepsilon_s + 2} \cdot \frac{1}{d_s} &= \frac{P_{2R} - P_{02}}{M_2}. \end{aligned}\right| \qquad (9)$$

$\bar{g}_1$ und $\bar{g}_2$ bedeuten die Anzahl Gramm pro ccm.

Durch Vergleich mit (4) erhalten wir:

$$c = \frac{1}{M_2} \cdot \frac{4\pi}{3} N \frac{\mu^2}{3kT} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2}. \qquad (10)$$

Wählen wir zwei Frequenzen (ω_1 und ω_2) aus der Dispersionszone, so können wir M_2 und

μ^2 eliminieren und erhalten für τ^2:

$$\tau^2 = \frac{c_2 - c_1}{c_1\omega_1^2 - c_2\omega_2^2}. \qquad (11)$$

Zur Berechnung von c_1 hat man in (9) für ε_{12} den Wert der DK einzusetzen, der der Frequenz ω_1 entspricht, analog für c_2.

Gleichung (11) gestattet also die Berechnung von τ, wenn man kennt:

α) die DK der Lösung für zwei Frequenzen aus der Dispersionszone,
β) die DK., Konzentration und Dichte des Lösungsmittels (Wasser),
γ) die DK und Dichte der gelösten Substanz im festen Zustand,
δ) die Konzentration der gelösten Substanz.

Man kann sich von γ) unabhängig machen, wenn man zur Berechnung von τ von Gleichung (8) ausgeht.

Wir hatten

$$-\frac{3\varepsilon_{12}''}{(\varepsilon_{12}'+2)^2+\varepsilon_{12}''^2}\cdot\frac{g_{12}}{d_{12}} = \frac{P_{2J}}{M_2}\cdot g_2. \qquad (8')$$

Ein Vergleich mit (4) liefert hier:

$$\left.\begin{aligned}\bar{c} &= \frac{3\varepsilon_{12}''}{(\varepsilon_{12}'+2)^2+\varepsilon_{12}''^2}\cdot\frac{1}{\bar{g}_2}\\ &= \frac{1}{M_2}\cdot\frac{4\pi}{3}N\frac{\mu^2}{3kT}\cdot\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}\end{aligned}\right| \qquad (9')$$

Daraus, wie oben,

$$\tau^2 = \frac{C_2 - C_1}{C_1\omega_1^2 - C_2\omega_2^2}, \qquad (11')$$

wobei

$$C_1 = \bar{c}_1\omega_2$$

$$C_2 = \bar{c}_2\omega_1.$$

Hat man es also mit einer Lösung zu tun, so kann man die Berechnung von τ mit Hilfe der Beziehungen (11) oder (11′) durchführen, wobei letzterer wahrscheinlich die größere Genauigkeit zukommt (unabhängig von P_0). Wir gedenken diesbezügliche Messungen vorzunehmen, die uns insbesondere die Anwendung der Beziehung (11′) gestatten werden. An Hand dieser Messungen werden wir auch prüfen können, mit welcher Genauigkeit sich das τ zu einer Molekulargewichtsbestimmung verwenden läßt.

(Eingegangen 10. August 1932.)

Verwendung von monochromatischer Strahlung bei Röntgenstreuung an Gasen.

Von W. van der Grinten.

(Vorläufige Mitteilung.)

Schon in den Arbeiten von Debye (1) und Bewilogua (2) (4) wird darauf hingewiesen, daß das Interferenzbild, welches man bei der Zerstreuung von Röntgenstrahlen an Tetrachlorkohlenstoffgas erhält, nicht ganz dem entspricht, was man auf Grund theoretischer Überlegung erwarten würde. Die auftretenden Maxima und Minima sind nicht so ausgeprägt und auch die Gesamtneigung der Streukurve ist im allgemeinen eine etwas andere. Auch die Ergebnisse mit $SiCl_4$-Gas in der soeben erschienenen Arbeit von James (3) zeigen ähnliche Abweichungen. Daß die beobachteten Abweichungen nicht durch Berücksichtigung der Schwingungen der Atome im Molekül erklärt werden können, zeigt James (3) in eingehenden theoretischen Überlegungen. Die Aufnahmen waren sämtlich nur mit gefilterter Strahlung ausgeführt worden. Im folgenden soll nun kurz gezeigt werden, inwiefern die Anwendung von streng monochromatischer Strahlung eine bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment liefert.

Es wurde die Cu-$K\alpha$-Strahlung einer mit nicht zu hoher Spannung betriebenen Röntgenröhre durch Reflexion an einem Steinsalzkristall ausgesondert. Mit der so erhaltenen, nunmehr streng monochromatischen Strahlung wurden die Streuversuche an CCl_4 vorgenommen. Die weiter dazu nötige Streukammer entspricht im wesentlichen der von Bewilogua (2) angegebenen. Nur befindet sich das streuende Gas jetzt in einer Glaszelle. An den Stellen, wo der Primärstrahl eintritt und wo die Streustrahlen austreten, sind dünne Glimmerfolien mit Hilfe von Silber und Silberchlorid gasdicht auf dem Glas aufgekittet. Der starke Intensitätsverlust durch die Kristallreflexion erforderte natürlich eine lange Belichtungszeit, und nur durch die günstigsten Bedingungen wurde eine Aufnahme überhaupt möglich. Eine bedeutende Kürzung der Belichtungszeit wurde hauptsächlich erreicht durch Verbreiterung der spaltförmigen Fensteröffnung (in Richtung des Primärstrahles). Es vergrößert sich nämlich dadurch, von einem Punkt des Filmes aus gesehen, das strahlende Volumen. Damit war es nun möglich mit einer Belichtungszeit von 20 Stunden eine Monochromatoraufnahme zu erhalten. Allerdings bringt dieses breite Fenster eine neue Korrektion mit sich, denn an einem Punkt des Filmes überlagern sich nun Strahlen mit erheblich verschiedenen Streuwinkeln. Da aber diese Korrektion

geometrisch bedingt ist, läßt sie sich exakt ausführen, und zwar am besten auf graphischem Wege an der theoretischen Kurve, nachdem an dieser sämtliche übrigen Korrektionen angebracht worden sind.

Die nach der Debyeschen Theorie (1) berechnete Kurve mit Atomformfaktoren nach der Hartree-Methode wird also der Reihe nach korrigiert für:

1. inkohärente Streuung, Bewilogua (4),
2. Wärmebewegung, James (3),
3. Polarisation,
4. Absorption, Bewilogua (2),
5. Fensterbreite (graphisch).

Zu 3. ist noch zu bemerken, daß der übliche Polarisationsfaktor

$$\frac{1+\cos^2\Theta}{2}$$

für unseren Fall ersetzt werden muß durch

$$\frac{1+\cos^2 2\varphi\cdot\cos^2\Theta}{1+\cos^2 2\varphi},$$

weil ja die Primärstrahlung durch die Reflexion am Kristall zum Teil polarisiert wird. Dabei bedeutet: φ der Glanzwinkel des Kristalls, Θ der Streuwinkel im Gas.

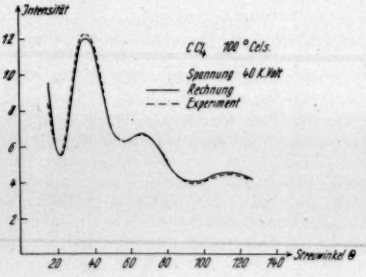


Fig. 1.

In Fig. 1 ist eingetragen eine mit Hilfe von Schwärzungsmarken auf Intensität umgewertete Photometerkurve einer Monochromatoraufnahme in willkürlichen Einheiten und die dazugehörige theoretische Kurve. Die Übereinstimmung ist eine recht gute. Inwiefern die noch vorhandenen Abweichungen reell sind oder nicht, muß infolge noch nicht genügend vorhandenen Materials einer späteren Arbeit überlassen bleiben. Jedenfalls liegt es nahe, die bisher benutzte inhomogene Spektralverteilung verantwortlich zu machen für den oben besprochenen Unterschied zwischen Theorie und Experiment.

Um den Unterschied in der Strahlungsgüte zwischen streng monochromatischer und einfach gefilterter Strahlung noch besser zu zeigen, ist in Fig. 2 eine unter sonst gleichen Bedingungen ausgeführte Vergleichsaufnahme mit der Haddingschen Ionenröhre dargestellt zusammen mit der entsprechenden theoretischen Kurve. Der Unterschied gegenüber Fig. 1 ist deutlich zu sehen; die Maxima und Minima erscheinen mehr oder weniger verwaschen, und auch die Gesamtneigung hat sich etwas geändert. Letztere ist vor allem von der benutzten Röhrenspannung abhängig, so daß man je nachdem eine zu flache wie auch zu steile Kurve bekommen kann. Trotzdem kann man sagen, daß auch aus dieser Kurve der allgemeine Charakter des Interferenzbildes deutlich hervorgeht und die Genauigkeit, womit man die Abstände der Atome hieraus bestimmen kann, gegenüber den älteren Versuchen nicht wesentlich beeinflußt worden ist. Die Anwendung eines breiten Fensters, welche die Belichtungszeit einer solchen Aufnahme auf 1–2 Stunden herabsetzt, dürfte sich also auch hier als nützlich erweisen.

Über die weiteren Einzelheiten sowie auch über die Temperaturabhängigkeit der Röntgeninterferenzen wird in einer späteren Arbeit berichtet werden.

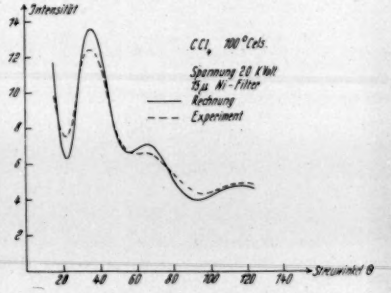


Fig. 2.

Herrn Prof. Debye möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für die dauernde Förderung herzlichst danken.

Literaturverzeichnis.

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 419, 1930; Proc. Phys. Soc. **42**, 340, 1930.
2) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 265, 1931.
3) R. W. James, Physik. Zeitschr. **33**, 737, 1932.
4) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 740, 1931.

Leipzig, September 1932, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 25. September 1932.)

Eine Vorrichtung zum Ein- und Ausbringen von Photoplatten ins Hochvakuum.

Von E. G. Andresen.

Die einfachste und für den Laboratoriumsbedarf meist ausreichende Methode, im Hochvakuum zu photographieren, ist die, eine oder mehrere nacheinander exponierbare Platten bei Atmosphärendruck in die Apparatur hinein- und herauszubringen und das Vakuum für jede Aufnahme neu herzustellen. Zur Zeitersparnis bei längeren Meßreihen und zur besseren Reinhaltung der Elektroden (bei Kathodenstrahloszillographen) oder Erhaltung der Gasfüllung (Massenspektrographen) sind Methoden zur Einführung von Platten durch Rogowski[1]), Hochhäusler[2]) und Conrad[3]), zur Einführung von Filmen durch Hochhäusler[2]) und Holzer und Knoll[4]) angegeben worden. Die von Rogowski und Hochhäusler beschriebenen Vorrichtungen werden bei größeren Plattenabmessungen (etwa $4^1/_2 \times 9$ cm, dem Format der hier zu beschreibenden Anordnung) sehr groß und schwer; die Vorrichtung von Conrad verwendet einen beweglichen Planschliff, der bei größeren Abmessungen schwer dicht zu halten ist; außerdem ist eine genau reproduzierbare Aufnahmestellung der Platte kaum zu erreichen. Die von Hochhäusler angegebene und von Holzer und Knoll weiterentwickelte Methode zur Einführung von Filmen durch ein Barometerrohr geht über Laboratoriumsansprüche wesentlich hinaus und ist für Registriermessungen gedacht.

Im folgenden soll eine verhältnismäßig einfache und im Betrieb sehr handliche Vorrichtung beschrieben werden, die es gestattet, Photoplatten von zweckmäßig nicht mehr als 6 cm Breite[5]) und beliebiger Länge ins Hochvakuum hinein- und herauszutransportieren, ohne es zu zerstören. Diese Vorrichtung wurde speziell für einen Massenspektrographen nach Thomson im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Berlin angefertigt, ist aber prinzipiell für jede Art photographischer Aufnahmen im Hochvakuum oder abgeschlossenen Gasräumen verwendbar, z. B. für Kathodenstrahloszillographen und Spektrographen für extremes Ultraviolett.

Fig. 1 zeigt das Prinzip der Anordnung. Der Expositionsraum ist durch einen Flansch mit Gummidichtung mit der übrigen Apparatur

Fig. 1.

verschraubt. Links ist er durch den Hahn II mit einem Vorraum verbunden, der durch den Hahn I gegen die Außenluft abgeschlossen werden kann. Die Platte liegt in einer Kassette, ähnlich den üblichen Metallkassetten; nur trägt diese keinen Schieber, so daß das Ein- und Ausbringen der Kassette bei Rotlicht erfolgen muß. Die Hähne haben einen den Kassettenabmessungen entsprechenden Schlitz. Beim Einbringen wird die Kassette durch den geöffneten Hahn I in den Vorraum geschoben, Hahn I wird geschlossen und die Luft aus dem Vorraum abgepumpt und die Platte entgast. Hahn II wird geöffnet, die Kassette wird durch eine noch zu beschreibende Vorrichtung in den Expositionsraum gebracht, Hahn II wird geschlossen und die Exposition kann beginnen. Das Ausbringen erfolgt entsprechend.

Rechts von Hahn I und rechts und links von Hahn II sitzt je ein Stutzen senkrecht zur Transportrichtung, in den ein Konus drehbar gasdicht eingeschliffen ist. Unten trägt der Konus ein Zahnrad (bei dieser Ausführung durch eine Rändel von 1 mm Teilung mit Erfolg ersetzt), oben einen Kordelgriff (s. Fig. 2, Schnitt E–F). Die Kassette trägt an ihrer einen Schmalseite eine Zahnstange (hier ebenfalls durch eine Rändel ersetzt), an der anderen Schmalseite eine doppelseitige Blattfeder, durch die sie beim Transport ständig gegen die Zahnräder der Konen gedrückt wird, so daß ein guter Eingriff gewährleistet ist. Durch Drehen des Konus' 2 wird die Kassette durch Hahn II hindurchbefördert, wo dann die Weiterbewegung in die Aufnahmestellung durch Drehen des Konus' 3 erfolgt. Der Konus 1 dient lediglich dazu, die Kassette bequem durch Hahn I zu transportieren; demselben Zwecke dient auch die links am Hahn I angebrachte Führung aus Messingblech. Weitere Konstruktionseinzelheiten sind aus Fig. 2 ersichtlich. Die ganze Kamera ist aus Metall, die Einzelteile sind miteinander weich verlötet, die Lotnähte sind außerdem noch mit Picein überzogen. Die Küken der Hähne und die Konen sind aus Eisen, Konussteigung 1:10, größter Durchmesser der Küken 33 mm, die Buchsen dazu sind aus Messing. Als Zuleitungen

1) W. Rogowski, E. Sommerfeld u. W. Wolman, Arch. f. El. **20**, 619, 1928.
2) P. Hochhäusler, E. T. Z. **50**, 860, 1929.
3) R. Conrad, Physik. Zeitschr. **31**, 888, 1930.
4) W. Holzer u. M. Knoll, Zeitschr. f. Instr. **52**, 274, 1932.
5) Bei größeren Plattenbreiten werden die Durchmesser und Längen der benötigten Hähne größer, so daß die Herstellung, besonders das Hochvakuumdichtschleifen, schwieriger wird.

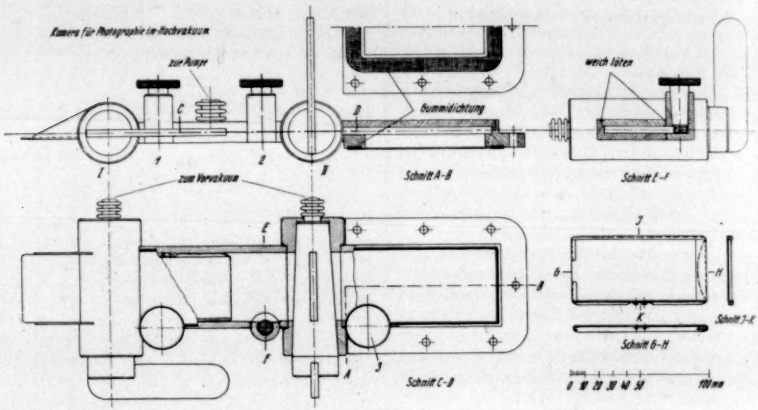


Fig. 2.

zu den Pumpen wurde Metallfederschlauch der Firma Deutsche Metallwarenfabriken, Karlsruhe, verwendet. Die Buchsen der Hähne sind hinten geschlossen und liegen am Vorvakuum, damit die Küken stets fest in den Buchsen sitzen.

Das Plattenformat ist bei der beschriebenen Ausführung $4^1/_2 \times 9$ cm, die Außenmaße der Kassette 50×95 mm.

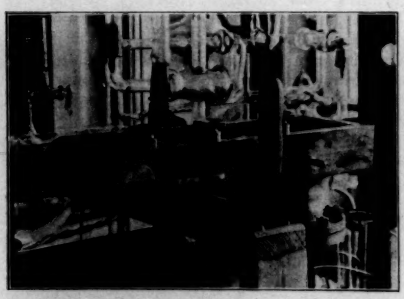


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt eine Ausführung der beschriebenen Kamera. Die Hähne sind, um die Lötstellen nicht zu stark zu beanspruchen, in einem Rahmen aus [-Messing gestützt. Die Verbindung mit der übrigen Apparatur ist nicht in der in Fig. 2 skizzierten Weise ausgeführt, sondern es ist der Aufnahmeraum durch ein Messingrohr von 1 mm Wandstärke verlängert. Unten hat das Rohr kreisförmigen Querschnitt und ist mit einem runden Flansch versehen, oben ist es zu rechteckigem Querschnitt (dem Plattenformat entsprechend) gebogen. Diese Ausführung empfiehlt sich, wenn man an einen runden Anschlußflansch gebunden ist (z. B. Braunsche Röhre). Bei der in Fig. 3 wiedergegebenen Ausführung der Kamera beträgt die Zeit zwischen zwei Aufnahmen 3–5 Minuten bei einem Druck von 10^{-6} mm Hg im Aufnahmeraum, der durch eine zweistufige Diffusionsstahlpumpe, Leybold Type G, aufrechterhalten wird. Auch hinsichtlich Dichtigkeit und Sicherheit des Transportes hat sich diese Ausführung bewährt.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Berlin, den 10. August 1932.

(Eingegangen 12. September 1932.)

Zur Herstellung homogener Magnetfelder.

Von A. Bühl und F. Coeterier.

Zur Herstellung von Magnetfeldern ohne Zuhilfenahme von Eisen, die neben großer Intensität auch große Homogenität aufweisen sollen, sollte man möglichst lange Spulen mit geringem Durchmesser verwenden. In der Praxis ist man jedoch meistens an bestimmte Dimensionen für die Spulen gebunden und muß daher besondere Maßnahmen treffen, um das Feld über einen bestimmten Bereich homogen zu machen.

Der theoretisch interessante Fall des bewickelten Ellipsoids, das ein streng homogenes Feld liefert, ist technisch schwer zu verwirklichen. Auch konische Spulen sind oft unbequem.

Im folgenden soll gezeigt werden, daß man lediglich durch Anwendung einer verhältnismäßig kurzen, zylindrischen Spule und einer oder zweier passend dimensionierter, konaxialer Hilfsspulen weitgehende Homogenisierung des Feldes erreichen kann. Es werden bequeme Formeln zur Bestimmung der Dimensionen der Hilfsspulen angegeben.

Die Kraftlinien einer endlichen Zylinderspule divergieren von der Mitte nach den Endflächen. Die Kompensation dieser Divergenz läßt sich sowohl durch zwei symmetrisch zur Spulenmitte angeordnete, sehr kurze Hilfsspulen („Ringe") oder durch eine einzige Spule, die im entgegengesetzten Sinn gewickelt ist („Gegenspule"), erzielen, Fig. 1.

Entwickelt man die Feldstärke in der Mitte in eine Taylorreihe, dann fallen sämtliche Terme mit Abgeleiteten ungerader Ordnung von H heraus, weil sie wegen der Symmetrie Null sind. Die Abgeleiteten gerader Ordnung haben für eine Spule bzw. ein Ringsystem folgende Werte:

$$H^{\mathrm{II}}_{\mathrm{Spule}} = 4\pi N i \frac{-3AR^2}{\sqrt{R^2+A^2}^5},$$

$$H^{\mathrm{IV}}_{\mathrm{Spule}} = 4\pi N i \frac{15AR^2(3R^2-4A^2)}{\sqrt{R^2+A^2}^9}$$

usw.

$$H^{\mathrm{II}}_{\mathrm{Ring}} = 4\pi \nu i \frac{-3\varrho^2(\varrho^2-4\alpha^2)}{\sqrt{(\varrho^2+\alpha^2)}^7},$$

$$H^{\mathrm{IV}}_{\mathrm{Ring}} = 4\pi \nu i \frac{45\varrho^2(\varrho^4-12\alpha^2\varrho^2+8\alpha^4)}{\sqrt{(\varrho^2+\alpha^2)}^{11}}$$

usw.

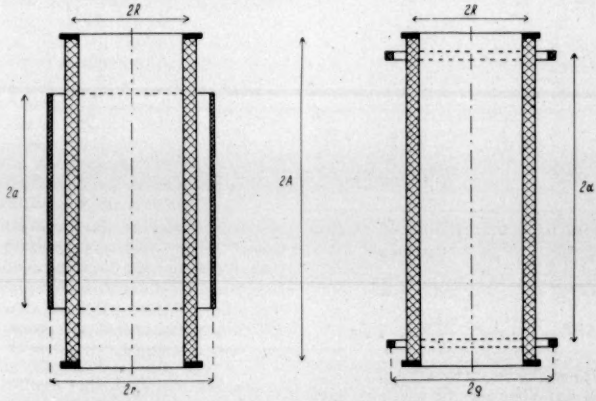


Fig. 1.

R bzw. ν = Radius der Hauptspule bzw. Gegenspule,
A bzw. a = halbe Länge der Spule,
N bzw. n = Anzahl der Windungen/cm,
ϱ = Radius der Ringe,
α = halber Abstand der Ringe,
ν = Gesamtanzahl der Windungen jedes Ringes.

Die Bedingung der Homogenität des Magnetfeldes, in einer gewissen Entfernung von der Mitte aus, ergibt folgende Gleichungen:

$$H^{\mathrm{II}}_s = -H^{\mathrm{II}}_k \qquad (1)$$

$$H^{\mathrm{IV}}_s = -H^{\mathrm{IV}}_k \qquad (2)$$

wobei mit dem Index s die Hauptspule, mit k die Kompensationswicklungen bezeichnet sind.

In vielen Fällen, wo es keiner ganz genauen Kompensation bedarf, ist die Erfüllung von Gleichung (1) hinreichend. Nur wenn man für längere Bereiche ein homogenes Feld verlangt, muß auch die Gleichung (2) erfüllt sein. Schreibt man (1) und (2) in der Form

$$\frac{H_s^{IV}}{H_s^{II}} = \frac{H_k^{IV}}{H_k^{II}} \tag{3}$$

$$H_s^{II} = -H_k^{II} \tag{4}$$

so bestimmt die erste Gleichung die Dimensionen des Hilfssystems, während die zweite Gleichung die Windungszahl festlegt. Das erste Glied von (3) ist eine bestimmte Zahl, die aus den Spulendimensionen zu berechnen ist. Das zweite Glied hat für die Gegenspule die Form:

$$-\frac{5(3r^2-4a^2)}{(r^2+a^2)^2} = \frac{-5(3-4\dot{p})}{r^2(1+\dot{p})^2} = \frac{f(\dot{p})}{r^2},$$

für das Ringsystem entsprechend:

$$-\frac{15(\varrho^4-12\alpha^2\varrho^2+8\alpha^4)}{(\varrho^2+\alpha^2)^2(\varrho^2-4\alpha^2)} = \frac{-15(1-12\dot{p}+8\dot{p}^2)}{\varrho^2(1+\dot{p})^2(1-4\dot{p})} = \frac{f(\dot{p})}{\varrho^2},$$

wenn $\dot{p} = \frac{a^2}{r^2}$ bzw. $\frac{\alpha^2}{\varrho^2}$ ist. Man wird $\dot{p}$ vorteilhaft so wählen, daß eine kleine Änderung in a und r bzw. α und ϱ wenig Einfluß hat auf die Funktion $f(\dot{p})$ oder $\varphi(\dot{p})$, d. h. in jenem Gebiet, wo die Kurve $f(\dot{p})$ fast horizontal verläuft. Das Günstigste ist $\dot{p} = 2{,}5$ oder $a = 1{,}6r$ für die Gegenspule bzw. $\dot{p} = 4$ oder $\alpha = 2\varrho$ für das Ringsystem. Aus (3) folgt dann der Radius r bzw. ϱ, und Einsetzung in (4) ergibt schließlich eine Gleichung, worin nur noch die Windungszahl vorkommt.

Bemerkenswert ist auch, daß mit der Homogenisierung längs der Spulenachse gleichzeitig die Homogenität außerhalb der Achse erreicht wird, daß also in einem gewissen Volumen ein gleichmäßiges Feld erzielt wird.

Schreibt man nämlich die Feldstärke im Punkt x, y (Spulenmitte $x = 0$, $y = 0$, x-Richtung in der Achse, y senkrecht dazu) in der Form:

$$H_{x,y} = H_{0,0} + \left(x\frac{\partial H}{\partial x} + y\frac{\partial H}{\partial y}\right) + \frac{1}{2!}\left(x^2\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + 2xy\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y} + y^2\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}\right) + \cdots,$$

so ergibt die Ausrechnung

$$H_{x,y} = H_{0,0} + \frac{1}{2!}\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}\left(x^2 + \frac{3}{2}y^2\right) + \frac{1}{4!}\frac{\partial^4 H}{\partial x^4}\left(4x^4 + 9x^2y^2 + \frac{45}{8}y^4\right)$$
$$+ \frac{1}{6!}\frac{\partial^6 H}{\partial x^6}\left(x^6 + 90x^4y^2 + \frac{450}{8}x^2y^4 + \frac{525}{16}y^6\right) + \cdots$$

Sind also gemäß (1) und (2) H^{II} und H^{IV} zu Null reduziert, so wird das Feld in einem gewissen Bereich um den Mittelpunkt in erster Näherung dargestellt durch $H_{0,0}$. Der Ausdruck

$$x^6 + 90x^4y^2 + \frac{450}{8}x^2y^4 + \frac{525}{16}y^6 = \text{const}$$

gibt die Flächen gleicher Streuung an.

Wie groß das Volumen mit gleichmäßigem Feld wird, hängt natürlich von den Abmessungen der Hauptspule ab. Bei Benutzung der in dieser Arbeit vorgeschlagenen Homogenisierungsart erhält man bei einer Spule von 40 cm Länge und 6 cm Durchmesser einen 10 cm langen und 5 cm breiten Bereich, innerhalb dessen das Feld um weniger als 7/100000 vom Mittelpunktswert abweicht.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

(Eingegangen 12. September 1932.)

Die Relativitätskorrekturen an der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung.

Von A. Busemann.

Die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung reicht theoretisch bis zu beliebig großen Geschwindigkeiten, so daß immer eine Relativitätskorrektur nötig wäre. Praktisch wird die Korrektur aber erst dann von Bedeutung, wenn man den Vergleich der Hohlraumstrahlung mit der kinetischen Gastheorie herstellen will, um den Einfluß der Quantentheorie zu erkennen. Bei der Ableitung der Korrekturen soll möglichst die klassische Physik bevorzugt werden und die Geschwindigkeitsverteilung daher aus thermodynamischen Sätzen unter Anwendung der relativistischen Dynamik gewonnen werden unter Umgehung der statistischen Methoden.

1. Das isotherme Gleichgewicht in einem äußeren Kraftfeld.

Nach G. Jäger[1]) erhält man eine eindeutige Geschwindigkeitsverteilung, wenn man verlangt, daß auch bei Einwirkung eines äußeren Kraftfeldes sich isothermes Gleichgewicht einstellen muß. Wegen der Annahme des Gleichgewichtes kann man dabei Zusammenstöße der Moleküle vernachlässigen, weil im Mittel nach den Zusammenstößen dieselbe Verteilung herrschen muß wie vor den Zusammenstößen. Diese Überlegung läßt sich auf die Relativitätsdynamik anwenden, wobei folgende Beziehungen zwischen der Geschwindigkeit $\mathfrak{w}$, der Ruhmasse m_0, dem Impuls $\mathfrak{P}$, der Gesamtenergie E_0, der kinetischen Energie E und der Lichtgeschwindigkeit c bestehen. Als Kraftfeld $\mathfrak{K}$ soll ein elektrisches Feld genommen werden und die Ruhmasse mit einer kleinen Elektrizitätsmenge behaftet sein, damit man ein eindeutiges Potential bezogen auf die Ruhmasse erhält, während ein Gravitationsfeld auf die Gesamtmasse wirkt und für die thermodynamischen Beziehungen zu umständlicheren Gleichungen führt, die aber dieselbe Geschwindigkeitsverteilung ergeben müssen.

Allgemeine Gleichungen der Relativitätsdynamik:

$$\mathfrak{K} = m_0 \cdot \frac{d}{dt} \frac{\mathfrak{w}}{\sqrt{1 - \frac{\mathfrak{w}^2}{c^2}}};$$

$$\mathfrak{P} \equiv \int \mathfrak{K} \cdot dt = \frac{m_0 \cdot \mathfrak{w}}{\sqrt{1 - \frac{\mathfrak{w}^2}{c^2}}};$$

$$E_0 \equiv \int \mathfrak{K} \cdot d\mathfrak{s} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{\mathfrak{w}^2}{c^2}}} = E + m_0 \cdot c^2$$

$$= \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (\mathfrak{P} \cdot c)^2};$$

$$\mathfrak{w} = \frac{\mathfrak{P} \cdot c^2}{E_0}; \quad \mathfrak{w}_x = \frac{\mathfrak{P}_x \cdot c^2}{E_0} = \frac{\partial E_0}{\partial \mathfrak{P}_x} = \frac{\partial E}{\partial \mathfrak{P}_x}.$$

Besondere Annahmen:

$$\mathfrak{K}_x = K, \quad \mathfrak{K}_y = 0. \quad \mathfrak{K}_z = 0,$$

und daher:

$$\Phi_0 = -\int \mathfrak{K} \cdot d\mathfrak{s} = -K \cdot x$$

$$\frac{d}{dt}(\Phi_0 + E_0) = 0.$$

Die Geschwindigkeitsverteilung läßt sich am zweckmäßigsten dadurch angeben, daß man die Ruhmasse in der Volumeneinheit in der Höhe x auf den Impulsraum $\mathfrak{P}_x$-$\mathfrak{P}_y$-$\mathfrak{P}_z$ verteilt. Man erhält dann die Ruhdichte ϱ_0 durch die Integration:

$$\varrho_0 = \iiint \xi \cdot d\mathfrak{P}_x \cdot d\mathfrak{P}_y \cdot d\mathfrak{P}_z = \int d\zeta;$$

$$d\zeta = \xi \cdot d\mathfrak{P}_x \cdot d\mathfrak{P}_y \cdot d\mathfrak{P}_z = 4\pi \xi \cdot \mathfrak{P}^2 \cdot |d\mathfrak{P}|.$$

Da die Verteilungsart von der Dichte unabhängig sein muß, kann man ξ in Produktform schreiben:

$$\xi = f(\Phi_0) \cdot g(E_0)$$

$$= f(\Phi_0) \cdot g\left(\sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 (\mathfrak{P}_x^2 + \mathfrak{P}_y^2 + \mathfrak{P}_z^2)}\right).$$

Bezeichnet man mit großen Differentialzeichen die substantielle Differentiation bei Verfolgung eines Moleküls, so müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

$$DE_0 = -D\Phi_0, \quad D\mathfrak{P}_y = 0, \quad D\mathfrak{P}_z = 0.$$

Faßt man nun auch $d\zeta$ substantiell auf als die Moleküle solcher Impulsraumelemente in verschiedenen Höhen, deren Moleküle miteinander in Austausch stehen, so werden dabei die Differentiale d und D vertauschbar, und es gilt die „Kontinuitätsbedingung“:

$$Div\,(\mathfrak{w} \cdot d\zeta) \equiv \frac{D}{Dx}(\mathfrak{w}_x \cdot d\zeta)$$

$$\equiv \frac{D}{Dx}(\mathfrak{v}_x \cdot f \cdot g \cdot d\mathfrak{P}_x \cdot d\mathfrak{P}_y \cdot d\mathfrak{P}_z) = 0.$$

Berücksichtigt man folgende Umformungen:

$$D\Phi_0 = -K \cdot Dx = -\mathfrak{w}_x \cdot D\mathfrak{P}_x,$$

$$\frac{D}{Dx}\left(\mathfrak{w}_x \cdot d\mathfrak{P}_x\right) = -K \cdot \frac{D}{D\Phi_0}\left(\mathfrak{w}_x \cdot d\mathfrak{P}_x\right)$$

$$= -K \cdot d\left(\mathfrak{w}_x \cdot \frac{D\mathfrak{P}_x}{D\Phi_0}\right) = 0,$$

[1]) Handbuch der Physik (Geiger-Scheel) **9**, 380, 1926, oder Zeitschr. f. Phys. **17**, 79, 1923.

so erhält man die Differentialgleichung für f und g:

$$\frac{1}{\mathfrak{w}_x \cdot d\zeta} \cdot \frac{D}{Dx}(\mathfrak{w}_x \cdot d\zeta) = -\frac{K}{\mathfrak{w}_x \cdot d\zeta} \cdot \frac{D}{D\Phi_0}(\mathfrak{w}_x \cdot d\zeta)$$
$$= -K\left(\frac{f'}{f} + \frac{g'}{g} \cdot \frac{DE_0}{D\Phi_0}\right)$$
$$= -K\left(\frac{f'}{f} - \frac{g'}{g}\right) = 0,$$

sie hat die Lösungen:

$$f = C_1 \cdot e^{-C\Phi_0}, \quad g = C_2 \cdot e^{-CE_0}.$$

Damit ergibt sich für ξ:

$$\xi = f \cdot g = C_1 \cdot C_2 \cdot e^{-C(E_0 + \Phi_0)},$$

ξ stellt die Geschwindigkeitsverteilung im Volumenelement dar. Die von der Dichte und daher vom Potential Φ_0 unabhängige Geschwindigkeitsverteilung über die Ruhmasse erhält man durch Division mit ϱ_0:

$$\xi_1 \equiv \frac{\xi}{\varrho_0} = \frac{e^{-C \cdot E_0}}{\iiint e^{-C \cdot E_0} \cdot d\mathfrak{P}_x d\mathfrak{P}_y d\mathfrak{P}_z}.$$

Führt man statt der Gesamtenergie E_0 die kinetische Energie E ein, so erhält man eine neue Konstante C_3, die durch Normierung bestimmt ist:

$$\xi_1 = C_3 \cdot e^{-C \cdot E}, \quad C_3 = \frac{1}{\iiint e^{-C \cdot E} \cdot d\mathfrak{P}_x \cdot d\mathfrak{P}_y \cdot d\mathfrak{P}_z}.$$

Den Druck p des Gases kann man aus dem Impulsaustausch an den Wänden eines Gefäßes bestimmen, oder man kann ihn aus der Druckänderung im Kraftfeld bestimmen. In beiden Fällen erhält man:

$$p = \int \frac{\mathfrak{P}_x \cdot \mathfrak{w}_x + \mathfrak{P}_y \cdot \mathfrak{w}_y + \mathfrak{P}_z \cdot \mathfrak{w}_z}{3} \cdot \frac{d\zeta}{m_0} = \frac{1}{3m_0} \int \frac{\mathfrak{P}^2 \cdot c^2}{E_0} d\zeta = \frac{1}{3m_0} \int \frac{dE}{|d\mathfrak{P}|} \cdot |\mathfrak{P}| \cdot d\zeta$$
$$= -\left[\frac{4\pi C_1 C_2}{3m_0 C} \cdot |\mathfrak{P}^3| \cdot e^{-CE}\right]_0^\infty + \frac{4\pi C_1 C_2}{m_0 \cdot C} \int_0^\infty e^{-CE} \cdot \mathfrak{P}^2 \cdot |d\mathfrak{P}| = \frac{1}{m_0 \cdot C} \cdot \varrho_0,$$

oder unter Benutzung des spezifischen Volumens $v_0 = \frac{1}{\varrho_0}$:

$$p \cdot v_0 = \frac{1}{m_0 \cdot C}.$$

2. Thermodynamische Prozesse ohne äußeres Kraftfeld.

Die Funktionen f und g sind bisher bei konstanter Molekülmasse m_0 und konstanter Temperatur T bestimmt. Behält man noch die Molekülmasse bei, so sollen die Funktionen jetzt bei variabler Temperatur ermittelt werden. Statt der Konstanten C und C_3 erhält man die Funktionen $h(T)$ und $h_1(T)$, von denen wieder $h_1(T)$ durch Normierung bestimmt ist und $h(T)$ den thermodynamischen Beziehungen genügen muß. Berechnet man die innere Energie u_0 bezogen auf die Ruhmasseneinheit:

$$u_0 = \iiint h_1(T) \cdot \frac{E}{m_0} \cdot e^{-h(T) \cdot E} \cdot d\mathfrak{P}_x \cdot d\mathfrak{P}_y \cdot d\mathfrak{P}_z,$$

so kann man die Entropie s_0 der Ruhmasseneinheit ermitteln, die eine Zustandsfunktion (also etwa abhängig nur von ϱ_0 und T) darstellen muß:

$$ds_0 = \frac{du_0}{T} + \frac{p \cdot dv_0}{T} = \left(\frac{1}{T} \cdot \frac{du_0}{dT}\right) \cdot dT - \left(\frac{p}{T \cdot \varrho_0^2}\right) \cdot d\varrho_0.$$

Man erhält hieraus die Bedingung:

$$\frac{\partial}{\partial \varrho_0}\left(\frac{1}{T} \cdot \frac{du_0}{dT}\right) = \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{p}{T \cdot \varrho_0^2}\right)$$

und wegen:

$$\frac{\partial}{\partial \varrho_0}\left(\frac{1}{T} \cdot \frac{du_0}{dT}\right) = 0$$

als Bedingung für die Funktion $h(T)$:

$$\frac{p}{T \cdot \varrho_0^2} = \frac{1}{m_0 \cdot h(T) \cdot T \cdot \varrho_0} = F(\varrho_0) = \frac{k}{m_0 \cdot \varrho_0},$$
$$h(T) = \frac{1}{k \cdot T}.$$

Bezogen auf die Ruhdichte besteht demnach die gewöhnliche Zustandsgleichung eines idealen Gases:

$$p = \frac{k \cdot T}{m_0} \cdot \varrho_0 \quad \text{bzw.} \quad p \cdot v_0 = \frac{k}{m_0} \cdot T = R_0 \cdot T.$$

Die Konstante k könnte noch von der Molekülart, also von m_0, abhängen. Daß diese Abhängigkeit nicht besteht, kann man aus der klassischen Gastheorie übernehmen, die ebenfalls für verschiedene Gasarten das Avogadrosche Gesetz erfüllt: daß bei gleichem Druck und gleicher Temperatur alle idealen Gase die gleiche Molekülzahl in der Volumeneinheit besitzen. Es ergibt sich daher als Verallgemeinerung der

Maxwell-Boltzmannschen Geschwindigkeitsverteilung:

$$d\zeta_1 = \frac{e^{-\frac{E}{kT}} \cdot \mathfrak{P}^2 \cdot |d\mathfrak{P}|}{\int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT}} \cdot \mathfrak{P}^2 \cdot |d\mathfrak{P}|} = \frac{e^{-\frac{\sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 \mathfrak{P}^2} - m_0 c^2}{kT}} \cdot \mathfrak{P}^2 |d\mathfrak{P}|}{\int_0^\infty e^{-\frac{\sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 \mathfrak{P}^2} - m_0 c^2}{kT}} \cdot \mathfrak{P}^2 |d\mathfrak{P}|}.$$

Für kleine Geschwindigkeiten erhält man als Näherung die klassische Geschwindigkeitsverteilung:

$$d\zeta_1 = \sqrt{\frac{8 m_0^3}{\pi k^3 T^3}} \cdot e^{-\frac{m_0 \mathfrak{w}^2}{2kT}} \cdot \mathfrak{w}^2 \cdot |d\mathfrak{w}|;$$

$$\bar{E} \equiv \int E \cdot d\zeta_1 = \int \frac{m_0 \mathfrak{w}^2}{2} d\zeta_1 = \frac{3}{2} kT.$$

Für Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit erhält man folgende Näherung:

$$d\zeta_1 = \frac{c^3}{2k^3 T^3} \cdot e^{-\frac{c \cdot |\mathfrak{P}|}{kT}} \cdot \mathfrak{P}^2 \cdot |d\mathfrak{P}|;$$

$$\bar{E} \equiv \int E \cdot d\zeta_1 = \int c \cdot |\mathfrak{P}| \cdot d\zeta_1 = 3kT.$$

Man erkennt daraus, daß der Gleichverteilungssatz der Energie hier auch ohne die Quantentheorie durchbrochen ist.

Es sei bemerkt, daß die Geschwindigkeitsverteilung abhängig von den Impulskomponenten in der obigen Form auch für andere Anzahlen der Freiheitsgrade als die drei räumlichen Freiheitsgrade gilt.

(Eingegangen 23. September 1932.)

Über Atomzertrümmerung mittels Wasserstoffkanalstrahlen.

Von Fritz Kirchner.

Im April d. Js. ist den beiden englischen Forschern Cockroft und Walton im Cavendish-Laboratorium[1]) die fundamentale Entdeckung geglückt, daß Lithium und eine Reihe von anderen Elementen beim Bombardement mit schnellen Protonen eine tiefgehende Kernumwandlung erleiden, bei der Atomtrümmer mit einer kinetischen Energie ausgeschleudert werden, die diejenige der ankommenden Protonen weit übertrifft.

Zum Gelingen des Versuchs war die Beschleunigung eines intensiven Wasserstoffkanalstrahls mittels hoher Spannungen notwendig, die von Cockroft und Walton mit einer besonders konstruierten Hochspannungsanlage erzeugt wurden.

Im Laufe des vergangenen Sommers habe ich den Zertrümmerungsversuch von Cockroft und Walton am Lithium mit einer wesentlich einfacheren Apparatur wiederholt und die Ergebnisse der englischen Forscher bestätigt gefunden. Ich habe im Prinzip die einfache, von Wilhelm Wien[2]) angegebene Anordnung benutzt, in der Kanalstrahlen in einem Hochvakuumraum hinter der Kathode noch einmal nachträglich beschleunigt werden. Die beschleunigten Kanalstrahlen trafen im Beobachtungsraum auf eine Lithiumplatte; die von den ausgeschleuderten Heliumkernen hervorgerufenen Szintillationen wurden auf einem seitlich angebrachten Leuchtschirm beobachtet. Durch Verkleinerung der Dimensionen der Beobachtungskammer habe ich eine beträchtliche Vergrößerung der Zahl der mit dem Mikroskop beobachteten Szintillationen erhalten. Ich konnte infolgedessen schon bei Protonenenergien von weniger als 100 kV einwandfrei Atomtrümmer-Szintillationen beobachten, während die englischen Forscher als untere Grenze der für die *Li*-Zertrümmerung notwendigen Protonenenergie 125 kV angegeben haben. Bei der Auszählung der Szintillationen und ihrem Vergleich mit dem zur Lithium-Elektrode fließenden Protonenstrom erhielt ich eine ungefähr doppelt so große Ausbeute an Zertrümmerungsprozessen, als sie Cockroft und Walton für die gleiche Protonenenergie angegeben haben; wegen der ziemlich großen Unsicherheit solcher Ausbeutemessungen wird man aber dieser Abweichung vorläufig keine entscheidende Bedeutung beimessen. Dagegen habe ich eine erhebliche Vergrößerung der beobachteten Zahl der Szintillationen — nämlich ungefähr um den Faktor 4 — dadurch erzielt, daß ich auf die Lithiumelektrode im Vakuum frisches Lithium aus einem eingebauten Öfchen verdampfte; aus diesem Experiment muß man schließen, daß unter normalen Versuchsbedingungen infolge der an der Lithiumoberfläche sich bildenden Oxydschicht eine verringerte Ausbeute an Zertrümmerungsprozessen gefunden wird.

Ich hoffe bald über genauere Messungen berichten zu können. Bei den bisherigen Versuchen hat mir Herr F. Gnan in dankenswerter Weise geholfen.

München, September 1932.

(Eingegangen 28. September 1932.)

1) J. D. Cockroft und E. T. S. Walton, Nature 129, 649, 1932; Proc. Roy. Soc. **137**, 229, 1932.

2) F. Hoffmann, Ann. d. Phys. **77**, 302, 1925; W. Wien, Ann. d. Phys. **77**, 313, 1925.

Selen- oder Selenidgleichrichter?

Von W. S. Gripenberg.

Einige Tatsachen scheinen darauf hinzuweisen, daß der bekannte Selengleichrichter (Eisen-Selen-Bleilegierung) eigentlich ein Selenidgleichrichter sei.

Werden nämlich Eisen und Selen bei der Kristallisationstemperatur des letzteren in Berührung miteinander gebracht, so entsteht auf der Oberfläche des Eisens eine dünne Selenidschicht.

Folgender Versuch beweist dies: Ein Stück glasigen Selens von etwa 80° wird gegen eine etwa gleichwarme Eisenplatte gepreßt, dann schnell auf 200° erhitzt und schnell abgekühlt. Das Selen löst sich glatt ab; die Berührungsfläche desselben zeigt sich durch Eisenselenid hellgelb gefärbt.

Da die Selenschicht des Gleichrichters sehr dünn sein soll — es wird ja sogar von einatomigen Schichten gesprochen —, scheint der Schluß unvermeidlich, daß die gleichrichtende Schicht ganz oder wesentlich aus Eisenselenid besteht.

Helsingfors (Finnland), 24. Juli 1932.

(Eingegangen 1. August 1932.)

BESPRECHUNGEN.

H. Falkenhagen, Elektrolyte. Gr.-8°. XVI u. 346 S. mit 104 Abb. Leipzig, S. Hirzel 1932. Brosch. RM 23.—, geb. RM 24,80.

Die moderne Lehre von den typischen Eigenschaften der Ionenlösungen wird in dieser Monographie zum ersten Male für den Physiker zusammenfassend dargestellt. Ungeachtet mehrerer Berichte in chemischen und physikalischen Zeitschriften und Fortsetzungswerken bestand doch für jeden, der tiefer in die oft verwickelte Begründung und Formulierung der physikalischen Theorie eindringen wollte, bisher der Zwang, eine größere Anzahl verstreuter Originalarbeiten zu Hilfe zu ziehen. Das sehr reichhaltige und gerade in der Führung durch den mathematisch-physikalischen Aufbau der Theorien ausführlich und klar geschriebene Buch bedeutet also eine außerordentlich erwünschte Bereicherung der literarischen Hilfsmittel für alle, die die Tragweite der so häufig benützten Formeln für Aktivitäten und Leitfähigkeiten der starken Elektrolyte aus der Wirklichkeitstreue des Modells und dem Näherungsgrad der Rechnung zuverlässig kennenlernen wollen. — In den einleitenden Kapiteln werden zunächst die klassische Thermodynamik verdünnter Lösungen in der Planckschen Form und die Arrheniussche Theorie mit ihren wichtigsten Konsequenzen behandelt. Die experimentell festgestellten Abweichungen der Ionenlösungen vom Verhalten der ideal verdünnten Lösungen machen die Einführungen des Aktivitätsbegriffes nötig. Der Versuch, diese Tatsachen und die charakteristischen Anomalien der Leitfähigkeit molekulartheoretisch zu deuten, führt zu den Grundlagen der Debye-Milnerschen Theorie. Als ihr erstes Ergebnis erscheint das Grenzgesetz für die Aktivitäten starker Elektrolyte, das an dem wichtigsten Tatsachenmaterial erläutert wird (Löslichkeit usw.). Das Grenzgesetz für die Ionenleitfähigkeit wird in einer Form entwickelt, die sofort ihre Frequenzabhängigkeit liefert. Die Aufdeckung dieses neuen Erscheinungsgebietes hat auch der experimentellen Forschung reizvolle Aufgaben eröffnet, worüber eingehend berichtet wird. Einem kurzen Abschnitt über die Zähigkeit von Ionenlösungen, die man neuerdings ebenfalls als typische Ioneneigenschaft erkennen konnte, folgt eine wertvolle Übersicht über die schon ziemlich zahlreichen Versuche, für konzentriertere Elektrolytlösungen einerseits eine begründete Theorie aufzustellen, andererseits aus unabhängigen Versuchen (bes. optischen Beobachtungen) experimentelle Anhaltspunkte für die Konzentration und für die Natur undissoziierter Teile zu gewinnen. Als Abschluß werden die Versuche einer statistischen Grundlegung der modernen Theorien besprochen. — In dem Problemkreis fließen die Kompetenzen recht verschiedenartiger Teilgebiete zusammen. So erfordert die Bewältigung der theoretischen Ansätze die volle Beherrschung der modernen mathematisch-physikalischen Hilfsmittel; dagegen geschieht oft die Anwendung der schließlich gewonnenen Formeln zur Beantwortung von Fragen, die sich der Chemiker gestellt hat. Falkenhagen hat eine erschöpfende Übersicht über den Aufbau und die Leistungen der modernen Theorie gegeben, deren weitere Entwicklung noch manches Ergebnis von allgemeinem Interesse erhoffen läßt und durch das Vorhandensein einer umfassenden Monographie aus der Hand eines der tätigsten und erfolgreichsten Förderer der Theorie zweifellos eine merkliche Förderung erfahren wird. Druck und Ausstattung des Buches sind vorzüglich. L. Ebert.

E. Kamke, Einführung in die Wahrscheinlichkeitstheorie. 8°. VII und 182 S. Mit 2 Abb. Leipzig 1932, S. Hirzel. RM 10.—, geb. RM 11.50.

Der Bedeutung, welche die Wahrscheinlichkeitsrechnung, insbesondere in letzter Zeit, für die Physik gewonnen hat, entspricht das steigende Interesse, dessen sich dieses Gebiet auch seitens der Mathematiker zu erfreuen beginnt. In der Tat sind, speziell durch die bahnbrechenden Arbeiten

von v. Mises, große Fortschritte erzielt worden sowohl hinsichtlich der Theorie (d. h. hinsichtlich der mathematischen Seite), als hinsichtlich der Anwendungen. Die vorliegende Einführung schlägt gegenüber den bisherigen Lehrbüchern vor allem rücksichtlich des Aufbaues der Theorie neue Wege ein. Wie in jeder modernen Darstellung der Wahrscheinlichkeitsrechnung ist es das Ziel, die Wahrscheinlichkeits*theorie* „als einen Zweig der Analysis" zu entwickeln, „dessen Erkenntnisse sich in der gleichen Form darstellen lassen wie auch sonst die Erkenntnisse der Analysis, nämlich als Sätze, die unter genau angebbaren Voraussetzungen gelten". Die hier zugrunde gelegten Voraussetzungen sind teilweise einfacher, als die bisher meist verwendeten und gestatten überdies relativ leicht den Nachweis ihrer Widerspruchsfreiheit. Zunächst (I. Teil) werden diejenigen Probleme besprochen, welche sich lediglich auf Wahrscheinlichkeitsfolgen („W-Folgen") beziehen, d. h. auf Folgen von Ereignissen, in welchen die relative Häufigkeit eines jeden Merkmals einen Grenzwert besitzt; es sind das vor allem Aufgaben, welche sich auf Addition und Multiplikation von Wahrscheinlichkeiten beziehen. Im II. Teile folgen sodann die Aufgaben über Wahrscheinlichkeits*felder*, d. h. über Folgen von W-Folgen, für deren Wahrscheinlichkeiten gewisse Multiplikationsgesetze gelten; dahin gehören insbesondere das Bernoullische Gesetz, die Grenzwertsätze der Wahrscheinlichkeitsrechnung, die Lexische Dispersionstheorie. Die allgemeinen Ausführungen werden jeweils durch Beispiele erläutert. Um den Umfang des Buches klein zu halten, wurde nur ein Ausschnitt aus der gesamten Wahrscheinlichkeitsrechnung gegeben. Die Lektüre des Buches wird dem theoretisch interessierten Physiker eine sehr gute — übrigens ausführlich gehaltene — Einführung in die Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung geben. Haupt.

G. P. Thomson, The Wave Mechanics of Free Electrons. Mc Graw-Hill Publishing Co. Ltd. London. 1930. 162 S., mit 53 Fig.

Das Buch enthält die Vorlesungen, die der durch seine bahnbrechenden Arbeiten über Elektronenbeugung bekannte Verfasser Ende 1929 in Amerika (Cornell-University) gehalten hat. In einem einleitenden Kapitel wird, zum Teil an Beispielen des täglichen Lebens erläutert, sehr ausführlich die Dualität Welle-Korpuskel diskutiert (an einigen Stellen vielleicht zu „anschaulich"!). Dann folgen einige Kapitel theoretischen Inhaltes (allgemeine Kristallgitter), die mit möglichst elementaren mathematischen Mitteln behandelt werden. In den folgenden Abschnitten werden die Experimente kritisch dargestellt und einige speziellere Fragen (z. B. Atomformfaktor, magnetische Eigenschaften der Strahlen) experimentell und theoretisch eingehend erörtert. Ein kurzer Hinweis auf Anwendungsmöglichkeiten (Oberflächen, Gasbeladung usw.) bildet den Schluß. Ein ausführliches Register stellt eine wertvolle Ergänzung dar.

Das Buch gibt ein sehr übersichtliches und lebendiges Bild von den Anfängen der Elektronenbeugung und kann auch heute noch zur ersten Einführung mit Nutzen verwandt werden.

L. Bewilogua.

G. Barr, A Monograph of Viscometry. Gr.-8°. XIV u. 318 S. Mit 54 Figuren. London, Humphrey Milford. 1931. Geb. RM. 33.—.

Barrs Buch entsprang dem Bedürfnis nach einer ausführlicheren Zusammenstellung der experimentellen Methoden der Zähigkeitsmessung, die gleichzeitig die theoretischen und experimentellen Schwierigkeiten der verschiedenen Methoden genügend beleuchtet. Man muß sagen, daß der Verfasser seine Aufgabe in geradezu mustergültiger Weise gelöst hat. Es ist erstaunlich, wie tief er auch in die Literatur eingedrungen ist, die nicht unmittelbar sich mit der Zähigkeitsmessung befaßt, und überall das herausschält und kritisch verarbeitet, was für sein Problem von Bedeutung erscheint. Dies gilt zunächst für die Gesetze der Rohrströmung, die ja die Grundlage der „Kapillarmethode" bilden; insbesondere aber hat Barr auch das nicht einfach zu übersehende Gebiet der experimentellen Arbeiten über die Fallbewegung in reibenden Mitteln gründlich und vielfach mit originellen Gedanken bearbeitet.

So gewährt die Lektüre des Werkes nicht nur für den speziellen Zweck, sondern weit darüber hinaus Nutzen und Freude. Aber auch die rein praktischen Gesichtspunkte werden voll gewürdigt. An zahlreichen Stellen findet man wertvolle kleine experimentelle Kniffe beschrieben, und die verschiedenen „Normalapparate" der verschiedenen Länder finden eine wertvolle vergleichende Würdigung, die für die Praxis außerordentlich wertvoll erscheint. So kann das Buch vom theoretischen und praktischen Gesichtspunkt aus gleichermaßen warm empfohlen werden. L. Schiller.

P. A. M. Dirac, Les principes de la Mécanique Quantique. Traduit par Al. Proca et J. Ullmo. Recueil des conférences-rapports de documentation sur la Physique Vol. 21. Les Presses Universitaires de France. Paris 1931. frcs 95.—.

Dies Buch gibt die französische Übersetzung des Diracschen Buches, dessen deutsche Auflage in dieser Zeitschrift schon eingehender gewürdigt wurde (**32**, 456, 1931). In einem Anhang finden sich noch einige Bemerkungen über Poissonsche Klammersymbole in der klassischen Mechanik von Proca.

R. Jäger, Physik und Elektrizitätslehre. Mit 289 Abb. XVI und 175 S. Leipzig, Fischers Medizin. Buchhandlung. 1931. Geh. RM 8.—, geb. RM 9.80.

Das vorliegende Buch enthält eine ganz elementare Darstellung der physikalischen Grundgesetze mit besonderer Betonung ihrer Anwendung auf die Medizin. Praktische Winke, Schaltungsschemata etc. (hauptsächlich die Röntgentechnik betreffend) machen das Lehrbuch in erster Linie für das medizinisch-technische Hilfspersonal sehr brauchbar. Die Darstellung ist knapp, aber klar und durch viele gute Abbildungen ergänzt. Nicht ganz verständlich ist nur der Titel, da doch im allgemeinen die Elektrizität mit zur Physik gerechnet wird. H. Sack.

J. M. Kolthoff, Die Maßanalyse. Zweiter Teil: Die Praxis der Maßanalyse. 8°. XI und 612 S. mit 21 Abb. Julius Springer. Berlin 1931. Geh. RM 28.—, geb. RM 29.80.

Als vor drei Jahren (Physik. Zeitschr. **31**, 144, 1930) die erste Auflage dieses Buches erschien, wurde schon auf die glückliche Auswahl erprobter Verfahren hingewiesen, die der erfahrene Verfasser gegeben hat. Dieses Urteil hat sich insofern bestätigt, als der Kolthoff tatsächlich inzwischen das moderne Standardwerk für jeden praktisch maßanalytisch arbeitenden Chemiker und Physiker geworden ist und so nach verhältnismäßig kurzer Zeit eine Neuauflage notwendig wurde. Der Verfasser hat die Gelegenheit wahrgenommen, eine große Zahl in der Zwischenzeit erschienener neuer Arbeiten aufzunehmen, wiederum nach dem bewährten Gesichtspunkt der wissenschaftlichen Vertiefung und methodischen Vervollkommnung ausgesiebt. So ist ein ganzes Kapitel über Cerisulfat als Oxydationsmittel hinzugekommen. Es ließ sich nicht vermeiden, den Umfang des Werkes um 20 Prozent zu erhöhen, jedoch ist es kein Fehler, wenn ein Werk, das nicht lehren, sondern informieren will, dem Umfang der Wissenschaft proportional bleibt. Und eine sicherere Information findet der praktische Analytiker nirgends.

G. M. Schwab.

Richard von Mises, Vorlesungen aus dem Gebiete der angewandten Mathematik. I. Bd. Wahrscheinlichkeitsrechnung und ihre Anwendung in der Statistik und theoretischen Physik. Gr.-8°. X u. 574 S. mit 90 Fig. Leipzig und Wien, Franz Deuticke. 1931. RM 30.—, geb. RM 33.—.

Das vorliegende Buch über Wahrscheinlichkeitsrechnung bildet den ersten Band eines auf eine Reihe von Bänden berechneten Werkes über angewandte Mathematik. Unter „angewandter Mathematik" ist dabei, wie der Verfasser im Vorwort auseinandersetzt, nicht, wie viele meinen, eine erleichterte Mathematik verstanden, die auf die Strenge der Schlußweise verzichtet und mit unscharfen Begriffen arbeitet, vielmehr eine durchaus strenge Mathematik, deren Probleme jedoch unmittelbar der Erfahrung entnommen sind und die in deren Verarbeitung so weit gehen muß, daß die erhaltenen Resultate eine unmittelbare, rechnerische Auswertung für bestimmte, konkrete Aufgaben gestatten. Dabei steckt sich der Verfasser das Ziel, nicht nur ein pädagogisch zweckmäßiges Lehrbuch für Studierende zu schaffen, sondern auch der ganzen angewandten Mathematik einen neuen wissenschaftlich einheitlichen Aufbau zu geben. Von allen Vertretern seines Faches ist wohl derzeit v. Mises auf Grund seiner reichen, vielseitigen Lehr- und Forschungstätigkeit der Berufenste, dieses Ziel wirklich zu erreichen; wenn die folgenden Bände die Aufgabe in ebenso vollkommener Weise lösen wie der vorliegende, dann wird man das Werk als Grundlegung einer neuen, einheitlichen Wissenschaft ansehen können.

Die Bedeutung des vorliegenden Bandes über Wahrscheinlichkeitsrechnung für die Physik näher auszuführen erübrigt sich wohl in einer Zeit, in der der Gebrauch der Wahrscheinlichkeitsrechnung zum täglichen Brot des Physikers gehört. Leider ist mit dieser allgemeinen Benutzung vielfach ein Mißbrauch in der Verwendung des Wahrscheinlichkeitsbegriffes eingerissen, der von vielen Physikern angewendet wird, ohne daß sie sich seiner Bedeutung klar bewußt sind. Dies rührt in erster Linie daher, daß die meisten Physiker die Wahrscheinlichkeitsrechnung in ihrer von Laplace (1814) herrührenden aprioristischen Form kennengelernt haben, wie sie noch jetzt leider fast allgemein gelehrt wird. Es ist das Verdienst von v. Mises, in seinen seit 1919 veröffentlichten Arbeiten in Anlehnung an die Auffassung von Poisson, Ellis und Cournot (um 1840) den Wahrscheinlichkeitsbegriff seines mystischen, aprioristischen Gewandes entkleidet und ihn auf eine rein empirische, einwandfreie Grundlage gestellt zu haben.

Nach dieser Auffassung ist der Begriff der Wahrscheinlichkeit auf ein „Kollektiv" beschränkt, eine unbeschränkt fortsetzbar gedachte Folge von Erscheinungen, deren jede durch einen bestimmten Merkmalwert gekennzeichnet ist. Der Grenzwert der relativen Häufigkeit dieses Merkmalwertes bei wachsender Zahl der Elemente des Kollektivs, der nur empirisch aus der Beobachtung des Kollektivs entnommen werden kann, ist die Wahrscheinlichkeit dieses Merkmales. Die Annahme, daß dieser Grenzwert überhaupt existiert (von Poisson als Gesetz der großen Zahlen bezeichnet), vermehrt um das „Prinzip des ausgeschlossenen Spielsystems" ist für den Kollektivbegriff grundlegend und wird durch die Erfahrung gestützt. Die Aufgabe der Wahrscheinlichkeitsrechnung ist gemäß dieser Auffassung die Berechnung von Wahrscheinlichkeiten in Kollektiven, die aus gewissen, gegebenen Kollektiven mit gegebener Wahrscheinlichkeit abgeleitet werden können, ähnlich wie die Mechanik die Endzustände aus den gegebenen Anfangszuständen zu berechnen gestattet; sie ist daher eine ebenso exakte mathematische Disziplin wie die Mechanik. Die Ableitung neuer Kollektive aus gegebenen auf systematischem Wege ist vom Verfasser auf vier Grundoperationen zurückgeführt worden, die er als „Auswahl, Mischung, Teilung und Verbindung" bezeichnet. Die Lösung aller speziellen, in dem Buche behandelten Probleme ist stets durch Zurückführung auf diese Operationen durchgeführt.

Während im ersten Abschnitt des Buches die „Elemente der Wahrscheinlichkeitsrechnung" nach den oben auseinandergesetzten Prinzipien behandelt werden, beschäftigt sich der zweite Abschnitt mit den Grenzwertsätzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung, worunter erstens jene Aussagen über Verteilungen verstanden werden, zu denen man durch Summen- oder Durchschnittsbildung aus n einzelnen Verteilungen im Grenzfalle $n \to \infty$ gelangt und die als Erweiterung des Bernoullischen Theorems aufgefaßt werden können, und zweitens jene Aussagen über Ausgangsverteilungen, zu denen man durch Rückschluß aus den Beobachtungen, ebenfalls im Grenzfall unendlich zunehmender Beobachtungszahl gelangt und die Erweiterungen des Bayesschen Satzes darstellen. Wichtige Beiträge zu diesen Problemen, insbesondere zu den „Fundamentalsätzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung", wonach sich in den besagten Grenzfällen die Verteilungen bei beliebigen Ausgangskollektiven der Gaußschen unbegrenzt nähern müssen, stammen vom Verfasser selbst. Auch auf diesen Problemenkreis wirft die neue Auffassung ein klares Licht; während man früher glaubte, die „Gesetze

der großen Zahlen" mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsrechnung aus apriorischen Betrachtungen ableiten zu können, werden sie hier durch die Grundoperationen der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf die beiden obenerwähnten, der Erfahrung entnommenen, fundamentalen Eigenschaften der Kollektive zurückgeführt und erscheinen so als deren durchaus einleuchtende Folgen.

Der dritte Abschnitt behandelt die Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung in der Statistik und Fehlertheorie. In der „beschreibenden Statistik" werden zunächst die in der Praxis üblichen Methoden zur mathematischen Darstellung von Beobachtungen, die Teile von Kollektiven bilden, geschildert. In der „theoretischen Statistik" werden weiterhin die Methoden auseinandergesetzt, die dazu dienen, um zu entscheiden, ob eine vorgelegte statistische Reihe als der endliche Teil eines Kollektivs aufgefaßt werden kann bzw. ob und in welcher Weise er sich aus einfachen Kollektiven ableiten läßt. Weiter wird die „Korrelationstheorie" behandelt, d. h. die Methodik, die zur Beurteilung des Ausmaßes von „stochastischer" Verbundenheit zweier oder mehrerer statistischer Variablen dient. Schließlich wird noch die wahrscheinlichkeitstheoretische Begründung der Fehlertheorie und die Methodik der Ausgleichsrechnung ausführlich besprochen.

Der vierte Abschnitt des Buches ist den Grundzügen der physikalischen Statistik gewidmet, wobei, seinem Charakter entsprechend, natürlich keine Vollständigkeit angestrebt wird, sondern nur einzelne, besonders wichtige Kapitel der physikalischen Statistik als Anwendungsbeispiele für die allgemeinen Methoden der Wahrscheinlichkeitsrechnung herausgegriffen sind. Es sind dies die Aufteilungsgesetze der Gastheorie und der Strahlungstheorie, die Schwankungserscheinungen, die Brownsche Bewegung und Diffusion und schließlich das Ergodenproblem der statistischen Mechanik. Auch hier ist die Behandlung der einzelnen Probleme, insbesondere die kritische Beleuchtung des Ergodenproblems von vorbildlicher Klarheit. Zu dem letzteren Problem hat der Verfasser durch seine „Pseudoergodenhypothese" einen sehr wesentlichen Beitrag geleistet, die als Ersatz für die physikalisch unbefriedigende und mit der modernen Auffassung der physikalischen Gesetze unvereinbare Ergodenhypothese dienen soll. Durch gewisse Annahmen, insbesondere Symmetrieeigenschaften der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den einzelnen Zuständen eines physikalischen Systems wird die Brücke zwischen der allein beobachtbaren Zeitgesamtheit und der gedachten virtuellen Gesamtheit der statistischen Mechanik geschlagen.

Einige kleine kritische Bemerkungen des Referenten zu diesem letzten Abschnitt betreffen die folgenden Punkte: Es wäre empfehlenswert, die für die physikalische Statistik grundlegenden Begriffe Zustands- und Übergangswahrscheinlichkeit an die Spitze dieses Abschnittes zu stellen und auch von den Grenzwertsätzen des zweiten Abschnittes etwas häufiger Gebrauch zu machen, wodurch manche Erörterungen und Beweise etwas einfacher und kürzer gestaltet werden könnten. Auffallend ist auch, daß von dem für die physikalische Statistik so fruchtbaren und mit der Quantentheorie in engstem Bezug stehenden, von Planck stammenden Begriff der „thermodynamischen Wahrscheinlichkeit" kein Gebrauch gemacht wird. Damit im Zusammenhange steht wohl auch die irrtümliche Auffassung, als ob die physikalische Statistik eine Erklärung für das Auftreten der Gasentartung suchen würde, während diese in Wirklichkeit eine Folgerung aus dem Planck-Boltzmannschen Entropieansatz ist und bisher noch nicht wirklich beobachtet werden konnte. Bei der Besprechung der Bose-Einsteinschen und der Fermischen Statistik wäre es wünschenswert, etwas näher zu begründen, warum hier nicht eine Molekül-, sondern eine Zellstatistik getrieben wird (es beruht dies darauf, daß hier eine Formel für eine sogenannte „grobe Verteilung" der Energie gesucht wird). Irrtümlich ist schließlich die auf S. 451 vertretene Auffassung, wonach die Wahl der Fermi-Statistik in der Elektronentheorie der Metalle etwas mit den Konstanten im Energieverteilungsgesetz zu tun hätte; die Gründe für die Wahl dieser Statistik sind rein physikalischer Natur, nämlich Erweiterung des Paulischen Prinzips auf die freien Elektronen im Metall (Annahme einer antisymmetrischen Eigenfunktion des gesamten Elektronensystems).

R. Fürth.

M. N. Saha u. B. N. Srivastava, A Text Book of Heat. Gr.-8°. XXV u. 770 S. Allahabad (Indien), The India Press, Ltd. 1931.

Dieses ausführliche Lehrbuch zeugt von beachtenswertem pädagogischem Talent der Verfasser. Es enthält Kapitel über: Thermometrie, Kalorimetrie, Kinetische Theorie, Zustandsgleichung der Gase, Aggregatzustände, Gasverflüssigung, Thermische Ausdehnung, Wärmeleitung, Wärmekraftmaschinen, Hauptsätze der Thermodynamik und allgemeine thermodynamische Beziehungen, Gleichgewichte, Strahlung, Wärmeinhalt von Festkörpern und Gasen, Statistische Deutung des II. Hauptsatzes und Nernstsches Theorem, Verhalten der Materie bei sehr hohen Temperaturen (Thermoionisation). Anhänge bringen die ausführlichen Rechnungen bes. für einige Fragen der kinetischen Gastheorie sowie Tabellen der Einstein- und Debye-Funktionen. Der Versuch, in die lehrbuchmäßige Darstellung auch recht moderne Fragen einzubeziehen — sofern nur ihre allgemeine Bedeutung es rechtfertigt — scheint weitgehend geglückt, so daß man das für den Unterricht indischer Studenten bestimmte Buch dem Interesse weiterer Kreise empfehlen kann.

L. Ebert.

M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. VI und 575 S. Mit 255 Figuren. 2. Auflage. Berlin, J. Springer 1931. RM 47.—, geb. RM 49.60.

Gegenüber diesem berühmten Buche aus der Hand des Meisters in Forschung und Darstellung darf man bei einer Besprechung wohl jedes Urteil als überflüssig bezeichnen. Es soll deshalb nur angegeben werden, was gegenüber der ersten Auflage (Besprechung in dieser Zeitschrift **26**, 92, 1925) neu hinzugekommen oder wesentlich verändert worden ist.

Das II. Kapitel, Optik (früher Interferenz) der Röntgenstrahlen, enthält neben den Interferenzen die im wesentlichen erst nach dem Erscheinen der ersten Auflage erforschten Gebiete: Brechung, Spiegelung und Dispersion der Röntgenstrahlen sowie eine Darstellung der immer wichtiger werdenden

Versuche mit Liniengittern und deren Anwendung zur Absolutbestimmung der Wellenlängen (die spezielle Methodik und die Anwendungen auf das „ultraweiche" Gebiet werden im VII. Kapitel behandelt).

Das III. Kapitel, Technik der Röntgenstrahlen, ist durch Beschreibung vieler neuer Konstruktionen, die zum guten Teil wieder dem Laboratorium des Verfassers entstammen, auf den modernsten Stand gebracht, als Wichtigstes seien erwähnt die Sekundärstrahlröhre und das Doppelkristallspektrometer.

Kapitel IV, Emissionsspektren, ist durch ganz ausgezeichnete Spektralaufnahmen und Photometerkurven bereichert worden. Daß die Tabellen, die in der ersten Auflage auf etwa 20 Seiten untergebracht werden konnten, jetzt nahezu 90 Seiten einnehmen, sei nur erwähnt, um das starke Interesse der Forschung an diesem Gebiet zu dokumentieren. Neu ist, daß auch bei den Emissionsspektren durch verfeinerte Meßmethoden der Einfluß der chemischen Bindung festgestellt werden konnte.

Im V. Kapitel, Absorptionsspektren, zeigt hauptsächlich der letzte Abschnitt, der die Frage Absorption und chemische Bindung und die Sekundärabsorption behandelt, starkes Anwachsen des Materials.

Im VI. Kapitel, Systematik und Theorie der Röntgenspektren, ist neu ein kurzer Abschnitt über die Auffassungen der neueren Quantentheorie, ferner Abschnitte über Fragen, die in den letzten Jahren im Vordergrund des experimentellen und theoretischen Interesses standen: Intensitätsregeln, natürliche Linienbreite, Nichtdiagrammlinien, Feinstruktur der Absorption und Sekundärabsorption.

Kapitel VII enthält zum Teil das frühere Kapitel VIII und gibt sonst eine ausführliche Darstellung der Liniengittermethode und der Absorptionsmessungen im ultraweichen Gebiet.

Das VIII. Kapitel, kontinuierliches Röntgenspektrum, ist um einen Abschnitt über die räumliche Intensitätsverteilung der kontinuierlichen Strahlung erweitert worden.

Von besonderem Werte sind wieder die Tabellen. Unter den neu hinzugekommenen wird man besonders dankbar die Absorptionstabellen begrüßen, die eine gute Näherung für alle praktisch vorkommenden μ/ϱ-Werte zu berechnen gestatten und die bisher nur in der schwer zugänglichen Dissertation von E. Jönsson veröffentlicht waren. Sehr wertvoll ist auch eine Tabelle der stärksten Linien, nach Wellenlängen geordnet, die von 112 bis zu 14191 XE reicht.

Das Literaturverzeichnis, das alle wichtigeren Röntgenarbeiten (und zwar nicht nur über Spektroskopie) enthält, ist bis Anfang 1931 weitergeführt.

Neu hinzugekommen ist auch ein ausführliches Sachregister. Der Druck und die Wiedergabe der Figuren sind wieder mustergültig.

L. Bewilogua.

J. Stoklasa und J. Penkala, Biologie des Radiums und der radioaktiven Elemente. Erster Band. Mit 152 Textabbildungen und 1 Fig.-Tafel, 972 Seiten. Verlag von Paul Parey, Berlin SW 11. Preis geb. RM 74.—.

Dieses umfangreiche Werk behandelt in seinem ersten bisher erschienenen Bande die Radioaktivität der Erde und der Atmosphäre, die Aufnahme der Radioaktivität in der Pflanze und im Tierorganismus, ihren Einfluß auf die Einzelzelle, auf Mikroorganismen und den Menschen. Physikalische Grundlagen werden nicht vorausgesetzt, vielmehr enthält das Werk einen Lehrgang über Radioaktivität.

Die umfangreichen Referate über Keimfähigkeit der Samen, den Stoffwechsel von Zellen und Pflanzen, den Einfluß auf Atmung und Assimilation, auf Wachstum und Zellvermehrung im tierischen Organismus zeigen, welch ungeheures empirisches Material hier vorliegt; eine enzyklopädische Arbeit ist von den Verfassern hier bewältigt worden, welche ihnen den Dank der Biologen sichern wird. Die ältere Literatur bis etwa zum Jahre 1928 ist vollständig referiert. Ausgezeichnete Photographien zeigen immer erneut, welch wohltätigen Einfluß die radioaktive Strahlung auf Wachstum, Entwicklung und Heilung der Lebewesen ausübt, solange sie ein gewisses Maß bzw. eine gewisse Einwirkungsdauer nicht überschreitet. Wird das Maximum aber überschritten, so setzt alsbald Schädigung ein. Das gilt nicht nur für die Strahlung, sondern auch für die Einwirkung der Emanation. Das ist zwar längst bekannt, aber zur Zeit nicht hinreichend beachtet: vielleicht trägt dieses Werk dazu bei, den Medizinern die Gefahren zu zeigen, welche zu großen Mengen aufgenommener Emanation entspringen. Sind doch aus den Emanatoren der Radiogen-Gesellschaft, wie mir bekannt wurde, Kindern während Wochen täglich 36000 ME zugeführt worden! Das ist so viel, wie 240 l Gasteiner Elisabeth-Quelle äquivalent ist! Penkala stellte nach einer Trinkkur von 400—500 ME täglich und gleichzeitig forcierter Badekur während vier Wochen in Joachimsthal Schädigung, wie Zucker im Harn, fest. — In Joachimsthal ist bis vor kurzem die Sterblichkeit der Bergarbeiter durch Radon an Lungenkrebs 70 Proz. gewesen. Die Erkrankungen scheinen durch die langlebigen Produkte hervorgerufen zu werden und erscheinen oft erst nach langen Zeiträumen. Noch gefährlicher als die Emanation ist die Einverleibung von Spuren von Radium in den Organismus. Die maßgeblichen Arbeiten von Flinn über ihren Nachweis im Körper, die erst 1931 erschienen, sind noch nicht in diesem ersten Bande behandelt. Flinn zeigte, daß bei Zifferblattzeichnerinnen zum Teil acht Jahre nach ihrer Entlassung spontane Knochenbrüche, Kiefernekrosen, Knochensarkome usw. auftraten als Folge von $^1/_{100}$ mg einverleibten Radiums. Trotz dieser Tatsache darf in Deutschland noch Radiumkakao und -schokolade verkauft werden, welche (nach meiner Messung) $6{,}4 \cdot 10^{-5}$ mg/100 g Schok. enthalten, wodurch bei längerem Genuß schwere Schädigungen durchaus möglich erscheinen.

Für die Übersichtlichkeit des Werkes wäre es vielleicht besser gewesen, wenn die Wirkungen der Radioaktivität weniger nach chemischen Individuen behandelt wären, wodurch gleichartige Wirkungen ersichtlicher zusammengefaßt würden. Die Abschnitte S. 256—461 wären wesentlich kürzer und prägnanter zur Darstellung gekommen. Manche längst überholte Arbeit hätte weniger eingehend behandelt werden können, manch andere, wie z. B. die wichtigen Untersuchungen von Mache und Meyer aus dem Jahre 1929, die in dem Bande nicht referiert sind, hätten eingehenden Einfluß auf die Systematik des Ganzen beanspruchen können. Aber trotz dieser organisatorischen Wünsche bleibt doch bestehen, daß der Fachgenosse den Verfassern für ihre ungeheure enzyklopädische Arbeit großen Dank zollen wird.

E. Marx.

Joseph Maria Eder, Ausführliches Handbuch der Photographie. Bd. I, Teil 1: Geschichte der Photographie. Vierte gänzlich umgearbeitete und vermehrte Auflage. Halle a. d. Saale, Wilhelm Knapp 1932. 1. Hälfte brosch. RM 39.—, geb. RM 41.—; 2. Hälfte brosch. RM 36.—, geb. RM 38.—.

Seit 57 Jahren betätigt sich Eder, der jetzt 77 Jahre alt ist, aktiv an der Entwicklung der Photographie und Reproduktionstechnik. In dieser langen Zeit trat er zu vielen Erfindern und Forschern in persönliche Beziehungen, er bekam Einblick in ihre Ideengänge und Schicksale und ist dadurch in der Lage, viele authentische Einzelheiten aus diesem großen Abschnitt festzuhalten. Aber auch die älteste Geschichte der chemischen Wirkungen des Lichtes war immer eines seiner Lieblingsgebiete, aus dem er früher zahlreiche Abhandlungen veröffentlichte. So war er wie wohl kein anderer dazu berufen, das nun in vierter, gänzlich umgearbeiteter Auflage vorliegende Werk zu schreiben: eine „Geschichte der Photographie", die bei Aristoteles beginnt und bis zur Gegenwart reicht. Der Verfasser hat dazu mit viel Zeitaufwand und großer Gründlichkeit umfangreiche Quellenstudien betrieben, und unter den 372 Abbildungen der beiden Bände sind zahlreiche alte Bilder aus Pariser, Londoner und Wiener Bibliotheken, die äußerst selten geworden und fast verschollen waren.

Als Referent sollte man vielleicht die Ausführlichkeit bemängeln, die den großen Umfang und dadurch den hohen Preis des Werkes bedingt. So umfaßt die Lebensgeschichte von Johann Heinrich Schulze, der (1727) die Lichtempfindlichkeit der Silbersalze entdeckte, 23 Seiten, und die meisten Abschnitte derselben, z. B. „Der Jenenser Teufelbeschwörungsprozeß im Jahre 1716", haben mit Photographie nichts zu tun. Aber man muß dem Verfasser wohl darin recht geben, daß die Forschungen dieser Männer nur im Rahmen ihrer Zeit, in der Stellung des Gelehrten zu seiner Umwelt beurteilt werden können, und die Lektüre ist infolge der lebendigen Darstellung anregend und genußreich.

Die älteste Geschichte der Photographie ist mit der der Physik eng verwoben. Deshalb findet man in dem Werk auch zahlreiche biographische Angaben über die alten Klassiker der Physik und viele eindrucksvolle Bilder von Physikern, wie Boyle, Gay-Lussac, Davy, Dumas, Draper, Maxwell, Poggendorff, Zenker, Mach, Schwarzschild u. a.

Auch die Entwicklungsgeschichte der benachbarten Wissenszweige behandelt das Werk. Es genüge, einige Kapitelüberschriften anzugeben: Kap. 71: Entwicklungsgeschichte der Kinematographie; Kap. 72: Photogr. abgeschossener fliegender Projektile und von Luftschlieren; Kap. 73: Künstliches Licht in der Photographie; Kap. 86: Die Galvanographie und Galvanokaustik; Kap. 94: Dreifarbenphotographie.

In einem Nachwort macht Herr Lüppo-Cramer, der auf Wunsch Eders die Korrekturen gelesen hatte, auf einen „großen Mangel" des Werkes aufmerksam, nämlich auf das Fehlen der Biographie von Eder selbst. Im Einverständnis mit dem Verleger schrieb Lüppo-Cramer selbst die Lebensgeschichte des Altmeisters der Photographie und füllte so in vorzüglicher Weise diese Lücke aus.

Eingehende Autoren-, Sach- und Abbildungsverzeichnisse erleichtern die Auffindung einer gesuchten Stelle.

Die beiden vom Verlag geschmackvoll ausgestatteten Bände werden als Nachschlagwerk in jeder Bibliothek unentbehrlich sein, sie sollen aber auch jedem Studierenden der Naturwissenschaften als anregende und fesselnde Lektüre empfohlen werden. v. Angerer.

Handbuch der wissenschaftlichen und angewandten Photographie. Hrsg. von Alfred Hay †, weiterbegründet von M. v. Rohr. Bd. V: Meidinger, W., Die theoretischen Grundlagen der photographischen Prozesse. 8°. X, 513 S. mit 300 Abb. Wien, Julius Springer 1932. Brosch. RM 57.—, geb. RM 59.80.

Nach einer kurzen historischen Einleitung behandelt der Verfasser, Herr Dr. Walter Meidinger, zunächst die Theorie des Negativverfahrens mit Bromsilbergelatine: Die Struktur der Bromsilberschichten, Das latente Bild, Entwicklungsprozeß und Schwärzungskurve, Fixierprozeß, Abschwächen und Verstärken (S. 1–346). Es folgt das Kapitel „Die Grundlagen der Positivprozesse", Entwicklungs-, Auskopier- und Chromatpapiere, das Kopieren mit Eisensalzen und nach dem Ozalidverfahren (S. 346–466). Im letzten Abschnitt (S. 467–487) werden die Grundlagen der Reproduktionstechnik gebracht.

Die Erforschung des photographischen Elementarvorganges ist bekanntlich im letzten Jahrzehnt sehr erfolgreich gewesen. Diese Fortschritte werden gründlich berücksichtigt und diskutiert. Dazu führt der Verfasser (besonders in dem 1. Abschnitt) eine sehr große Zahl von neueren experimentellen Arbeiten an, und von den 300 Abbildungen sind die meisten graphische Darstellungen von Versuchsergebnissen. Durch diese große Fülle des Materials wird das Buch einerseits ein zuverlässiger Ratgeber für den Physiker sein, der auf dem Gebiet der theoretischen Photographie arbeitet, andererseits wird einem Leser, der weniger mit der Materie vertraut ist, die Erkennung der Grundtatsachen nicht ganz leicht gemacht. Deshalb bringt der Verfasser an mehreren Stellen kurze zusammenfassende Darstellungen, so über das latente Bild und über die Vorgänge bei der Entwicklung.

In dem Abschnitt, der vom Kopieren der Negative handelt, wird bei den „Entwicklungspapieren" zunächst das Wesen der Photochloride behandelt, bei den „Auskopierpapieren" zunächst Becquereleffekt und Quantenausbeute — Probleme, die vielleicht zwangloser in die Kapitel über den Elementarprozeß einzugliedern wären.

Auch in den letzten Kapiteln des Werkes wird in prägnanter Darstellung und mit zahlreichen Literaturhinweisen ein umfassendes experimentelles Material beigebracht, so daß das Buch tatsächlich den gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse über die theoretischen Grundlagen der photographischen Prozesse wiedergibt. v. Angerer.

J. E. Knaggs und B. Karlik, Tables of Cubic Crystal Structure of Elements and Compounds. Gr.-8°. III u. 90 S. London, A. Hilger. 1932. Geb. 11/6 d.

Im ersten Teil sind anorganische und organische Stoffe zusammengestellt, während der zweite von

Miss Elam bearbeitete Teil sich mit Metallstrukturen befaßt. Bemerkenswert ist die Beifügung von Tabellen, in denen die Gitter in der Reihenfolge der Größe der Kantenlänge der Elementarzelle aufgeführt sind, was für manche praktische Zwecke eine Erleichterung bedeutet. Glocker.

H. Simon und R. Suhrmann, Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendung. 8°. 373 S. mit 295 Abb. Berlin, J. Springer 1932. RM 33.—, geb. RM 34.20.

Inhalt: I. Einleitung; II.–IV. Gesetzmäßigkeiten des äußeren, des inneren lichtelektrischen Effektes und des Sperrschichtphotoeffektes, 56 S.; V. Herstellung der Photozellen, 64 S.; VI. Meßmethoden und Apparate bei lichtelektrischen Untersuchungen, 113 S.; VII. Anwendungen der Photozelle, 127 S.; Namen- und Sachregister.

In den ersten vier Kapiteln besprechen die Verfasser die prinzipiellen Grundlagen der lichtelektrischen Effekte, soweit sie zum Verständnis der folgenden Kapitel nötig sind, und widmen den Hauptteil ihres Werkes dem praktischen Teil, entsprechend ihrer Absicht, „zu dem Buche von Gudden über lichtelektrische Erscheinungen eine Ergänzung nach der praktischen Seite hin zu bieten". Dieses Lehrbuch der praktischen Lichtelektrizität ist den Verfassern in vorbildlicher Weise gelungen. Der methodisch aufgebaute und übersichtlich unterteilte Text enthält alles Wissenswerte in klarer, prägnanter Darstellung und dazu eine Fülle von praktischen Anweisungen und Kniffen, die nicht nur den Anfänger vor manchem Fehlschlag schützen werden. Die notwendigen Nebengebiete, wie Hochvakuum, Eigenschaften verschiedener Glassorten, Lichtquellen, Spektralapparate, elektrostatischer Schutz, Kompensations- und Verstärkerschaltungen, sind knapp, aber ausreichend behandelt.

Das letzte Drittel des Buches zeigt die zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten für Photozellen; lichtelektrische Titration, das Optophon für Blinde, Zähl- und Sortiermaschinen, das Schaltrelais für Straßenbeleuchtung seien neben den allbekannten Anwendungsgebieten nur einige Beispiele aus dieser reichhaltigen Zusammenstellung.

Das vortreffliche Buch kann nicht nur als Handbuch für lichtelektrische Arbeiten, sondern auch zur Übersicht und Einführung in das Gebiet jedem Physiker auf das wärmste empfohlen werden.

M. Rusch.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1932/33.

Technische Hochschule Aachen. **Starke:** Experimentalphysik I, 4; Übungen im Physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Praktikum für Vorgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz:** Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitungen zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Hoelper:** Synoptische Meteorologie: Witterungslehre, 2. — **Kirschbaum:** Ausgewählte Kapitel der Physik: Röntgenspektroskopie, 2; Seminaristische Übungen und Ergänzungen zur Experimentalphysik, 2; Photographie, 1, Übungen für Fortgeschrittene, 2. —

Universität Basel. **Hagenbach:** Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger (mit Veillon), 8; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 g. — **Matthies:** Mechanik der Kontinua: Elastizitätstheorie mit Einschluß der Akustik, 5, Übungen, 1; Das Raum-Zeitproblem der modernen Physik, 2; Einführung in die Vektor- und Tensorrechnung, mit Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 1. — **Veillon:** Physikalisches Repetitorium, 1 g. — **Zickendraht:** Hochfrequente Wechselströme, Radiotelegraphie und Rundspruchwesen, 2; Radio-Praktikum, Messungen aus dem Gebiete der Hochfrequenztechnik, 3; Repetitorium über Wechselstromlehre: Nieder-, Mittel- und Hochfrequenz, 1. — **Zehnder:** Geschichte der Physik: Der Äther im Lichte der Vergangenheit und der Gegenwart, 1; Physik des täglichen Lebens IV, 1. — **Wehrli:** Methoden zur Erforschung des Molekülbaus, 2. —

Universität Berlin. **Nernst:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner, Czerny, Sommer, Skaupy, Schumann und Orthmann), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 g. — **Orthmann:** Einführung in die theoretische und messende Physik, mit Experimenten, 2. — **Schrödinger:** Korpuskularphysik II, 4; Theoretisch-physikal. Übungen, 1 g; Besprechung neuerer Arbeiten der theoretischen Physik (mit Kallmann, London, Möglich und Szilard), 2 g; Physikalisches Proseminar (mit v. Laue und Pringsheim), 1½. — **Hettner:** Thermodynamik und kinetische Gastheorie, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1. — **v. Laue:** Magnetismus, 2. — **Pringsheim:** Einführung in die Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Paschen:** Grundlagen spektroskopischer Forschung, 2. — **Gehrcke:** Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 1. — **Kopfermann:** Magneto- und Elektrooptik, 1. — **Henning:** Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 2. — **London:** Atom- und Molekülbau, 2. — **Meißner:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der tiefen Temperaturen, 1, Demonstrationen, g. — **Kolhörster:** Radioaktivität des Bodens, der Gewässer und der Luft, 1; Arbeiten über Höhenstrahlung, für Fortgeschrittene, tägl. — **Grotrian:** „Verbotene" Spektrallinien in irdischen und kosmischen Lichtquellen, 1; Spektroskopisches Praktikum (mit Schüler), 4. — **Czerny:** Theorie und Praxis optischer Instrumente, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Sommer:** Die Interferenz des Lichtes und ihre Anwendung auf Fragen des Atomkernbaus, 1; Optisches Praktikum für Fortgeschrittene, 4. — **Frl. Meitner:** Radioaktivität und Atomphysik, 1. — **Weißenberg:** Die mechanischen Eigenschaften der Kolloide, 1. — **Skaupy:** Prinzipien der Lichttechnik, 1. — **Kiebitz:** Die physikalischen Grundbegriffe der

Hochfrequenztechnik, 1. — **Möglich:** Mathematische Methoden und Funktionen der theoretischen Physik, 4; Theoretisch-physikalisches Proseminar, 2. — **Trendelenburg:** Physikalische Grundlagen der Klangübertragung, mit Lichtbildern, 1. — **Becker:** Ausgewählte Kapitel der praktischen und experimentellen Ballistik, 1; Übungen über experimentelle Ballistik und verwandte Fragen (mit Schumann), 1; Experimentell-physikalische Arbeiten (mit Wehnelt und Schumann), tägl. — **Wehnelt:** Physikalisches Anfängerpraktikum, 6, Ergänzungen, nach Verabredung, *g*; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3. — **Blasius:** Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Kallmann:** Experimentalarbeiten auf dem Gebiet der Physik und physikalischen Chemie, tägl. — **Schumann:** Übungen zur theoretischen Ballistik, 1; Klanganalyse und Hörtheorien, mit Demonstrationen, 1; Akustisches und tonpsychologisches Praktikum II, $1^1/_2$; Forschungsarbeiten: Systematische Musikwissenschaft, Tonfilm, Radiophonie, tägl. — **Reichenbach:** Logik, mit einer Einführung in die Logistik, 3; Kant und die moderne Naturwissenschaft, 1; Naturphilosophisches Seminar, 2; Naturphilosophisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Schuster:** Geschichte der Biologie in der Neuzeit, 1 *g*; Übungen zur Geschichte der biologischen Grundbegriffe, 1 *g*. — **Byk:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2. — **Eggert:** Grundlagen und Anwendungen der Photographie II: Theorie des photographischen Prozesses, Röntgen- und Farbenphotographie, Kinematographie, einschließlich Ton- und Farbenfilm, 14tägig, $1^1/_2$. — **Scheffer:** Angewandte wissenschaftliche Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Verabredung, *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Verabredung, *g*. — **Beck:** Photographisches Praktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 2. — **v. Ficker:** Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2; Anleitung zu meteorologisch-klimatologischen Arbeiten (mit Knoch), tägl. *g*. — **Hergesell:** Die Strömungsverhältnisse in der Atmosphäre, mit Übungen, 1. — **König:** Synoptische Behandlung ausgesuchter Wetterlagen, 1; Prognostische Arbeiten für Fortgeschrittene, 2. — **Knoch:** Allgemeine Klimatologie, 2. — **Kähler:** Luftelektrizität, 1; Übungen aus dem Gebiete der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2, für Fortgeschrittene, tägl. — **Kölzer:** Meteorologische Erfahrungen des Weltkrieges, mit Demonstrationen, 1. — **Bartels:** Mathematische Bearbeitung meteorologischer und geophysikalischer Beobachtungen, 1. — **Robitzsch:** Meteorologische Instrumentenkunde, mit Übungen, $1^1/_2$. — Leß: Praktische Witterungskunde, 1. —

Technische Hochschule Berlin. **Hertz:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 8; Praktische Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl.; Kolloquium über neuere Probleme der Physik und Chemie (mit Volmer und Becker), 14tägig, 2 *g*; Kolloquium über Probleme der technischen Physik (mit Cranz, Becker, Engl, Korn, Leithäuser, Pirani, Seegert, Schachenmeier, H. Schulz, Volmer und Weidert), $1^1/_2$ *g*. — **Becker:** Theorie der Wärme, 3; Übungen, 2; Seminar über ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, 2 *g*. — **Westphal:** Physikalische Übungen für Anfänger, 16, Ergänzungen, 3. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Cranz:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, $1^1/_2$; Übungen zur technischen Physik, 4; Seminar für technische Physik, 1. — **N. N.:** Physik der plastischen Deformation, 2. — **Rupp:** Lichtelektrische Erscheinungen, 1. — **Ramsauer:** Physikalisch-technische Arbeiten, halbtägig. — **Kaßner:** Die Niederschläge als Grundlage von Wasserwirtschaft und Wasserbau, 1; Das Wetter in der Technik, 1. — **Korn:** Bildtelegraphie, 1; Potentialtheorie, 4. — **Wallot:** Hilfsmittel für die Berechnung elektrischer Schaltungen: Vierpoltheorie, Matrizenrechnung, 1. — **Hergesell:** Erforschung der Atmosphäre durch Registrierballone, mit Übungen, nach Verabredung. — **Jung:** Einführung in die Geophysik: Erdbeben, Aufbau der Erde, magnetisches und elektrisches Feld der Erde, 2, Übungen, 14tägig, 2; Geophysikalisches Kolloquium, 14tägig, 2. — **Engl:** Physikalische Grundlagen des Tonfilms, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Verabredung. — **Pirani:** Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden II, 1. — **Schröter:** Gesteuerte Elektronenröhren, 1. — **Frerichs:** Apparate und Methoden der spektroskopischen Forschung, 1. — **Weidert:** Geometrische Optik, 2, Übungen, nach Verabredung, *g*; Seminar für optisches Rechnen, 2; Theorie und Wirkungsweise der optischen Instrumente, 2, Übungen, 4; Optische Laboratoriumsarbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Schulz:** Einführung in die physiologische Optik, 1. — **Seegert:** Fernrohre und Prismensysteme, 1. — **Picht:** Beugungstheorie optischer Systeme, 2; Methoden zur Prüfung optischer Systeme, 1. — **Herrmann:** Röntgen-Strukturforschung, 3; Röntgen-Strukturuntersuchungen, tägl.; Kleines röntgenographisches Praktikum, 5; Physik der Röntgenstrahlen, 2. —

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Verabredung, *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner:** Einleitung in die theoretische Physik, 1; Optik, 4; Molekulare Wärmetheorie, 3; Seminar für theoretische Physik (mit König), nach Verabredung. — **Koestler:** Anwendung der Mathematik auf die Naturwissenschaften, 2; Elektrische Schwingungen: Wechselströme, 1–2; Einführung in die allgemeine Mechanik, 1–2; Ausgewählte Kapitel der Mechanik: Statisch unbestimmte Systeme, 1. — **König:** Verstärkertechnik, 1; Theoretische Übungen, 1; Ergänzende Erläuterungen zum physikalischen Anfängerpraktikum, 14tägig, 1 *g*. —

Universität Bonn. **Konen:** Experimentelle Mechanik und Akustik, 3; Experimentelle Wärmelehre, 2; Physikalische Übungen für Anfänger (mit Szivessy), halbtägig, für Fortgeschrittene, ganztägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Grebe, Szivessy, Wever, Schmitz und Dreisch), 2. — **Pflüger:** Theorie der Elektrizität, 4. — **Grebe:** Einführung in die theoretische Physik: Mechanik, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Szivessy:** Ergebnisse und Probleme der neueren Physik, insbesondere Quantenmechanik, 2; Angewandte Physik: Optik, 4; Seminaristische Übungen: Theorie der Wärme (Thermodynamik), 2. — **Wever:**

Einführung in die Physik der Metalle, 2. — **Schmitz:** Ausgewählte Kapitel der technischen Akustik, 1. — **Dreisch:** Atombau und Spektrallinien, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Dießelhorst:** Experimentalphysik I: Elektrizität und Magnetismus, 4; Vektorrechnung, mit Anwendungen, insbesondere aus der Mechanik, 1; Ausgewählte Abschnitte aus der theoretischen Physik, 2; Physikalisches Praktikum I und II (mit Rusch); Physikalisches Kolloquium (mit Rusch), 14tägig, 2 g. — **Koppe:** Flug und Landung im Nebel, 1; Wettervorhersage, 1; Übungen in Luftfahrtmeßtechnik, 2; Übungen in Flugmeteorologie, 2; Kolloquium über Fragen des praktischen Luftverkehrs, 2 g. — **Bergwitz:** Elektrische Leitung in Gasen, mit Versuchen, 2; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Rusch:** Einführung in die Atomphysik, 2; Kolloquium über Arbeiten aus dem Gebiet Physik und allgemeine Chemie (mit Kangro, Krauß und Wittig), 14tägig, 2 g. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben, Bergmann und Kohn), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte (mit Senftleben, Bergmann und Kohn), 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Senftleben, Bergmann und Kohn), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Reiche, Steubing und Waetzmann), 2. — **Steubing:** Allgemeine Meteorologie, 1; Physikalische Meßmethoden und Meßtechnik, für Fortgeschrittene, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht: Magnetismus, Elektrizität, Optik (mit Groß), 2. — **Reiche:** Mechanik der Kontinua: Elastizität und Hydrodynamik, 5, Übungen, 1; Prinzipien der Quantenmechanik, 4. — **Jüttner:** Einführung in die theoretische Physik I, 2. — **Senftleben:** Optik, 4, Übungen, 2. — **Bergmann:** Elektrische Wellen: Theorie, Erzeugung und Ausbreitung, mit Versuchen, 2; Bildübertragung und Fernsehen, mit Versuchen, 1; Hochfrequenzpraktikum, 2. — **Kohn:** Grundlagen der Atomphysik I, 2. — **Ludloff:** Neuere Theorien der Hydrodynamik und Aerodynamik: Reibende Flüssigkeiten, Theorie des Fluges, 2. — **Groß:** Schulphysik II: Ausgewählte Kapitel aus Magnetismus, Elektrizität und Optik, 1. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann:** Experimentalphysik I, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Bauingenieure, 2, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Zwischenpraktikum, 6; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar, 2. — **Groß:** Schulphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr:** Allgemeine und technische Physik: Elektromagnetische Erscheinungen und Optik, $3^1/_2$; Technische Physik II, 3; Physikalisches Praktikum, 4 und 3. — **Schoklitsch:** Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Ondra:** Praktische Photographie I, 1, Übungen, 2, II, 1, Übungen, 2. — **Faigl:** Die philosophischen Grundlagen der Naturwissenschaften, 1.

Bergakademie Clausthal. **Valentiner:** Experimentalphysik I: Mechanik starrer, flüssiger, gasförmiger Körper, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Besprechung der Aufgaben des physikalischen Praktikums, 1; Physikalische Grundlagen der Wärmetechnik: Technische Wärmelehre, 2; Physikalisch-mathematisches Kolloquium (mit König), 2 g; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig. — **Becker:** Praktikum im Röntgen-Laboratorium für Metallforschung, 2. — **Rössiger:** Meßmethoden der angewandten Geophysik, 1; Geophysikalisches Praktikum, 2. —

Technische Hochschule Danzig. **Buchwald:** Statistische Physik, 4, Übungen, 2 g; Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), nach Verabredung; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 1 g. — **Kalähne:** Einführung in die Radio- und Elektrophysik, zugleich Einführung in das Radiopraktikum, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1; Ausgewählte Kapitel der Schwingungstheorie, 1; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I, für Anfänger, 3, II, für Fortgeschrittene, tägl.; Großes radio- und photo-physikalisches Praktikum, tägl.; Radiopraktikum I und II, 4. — **Kossel:** Experimentalphysik I, 5; Kleines physikalisches Praktikum (mit Wolf), $6^1/_2$; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, tägl. — **Bartels:** Mechanik des Atoms II, 2. — **Koschmieder:** Dynamische Meteorologie, 2, Übungen, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2 g. — **Wolf:** Wellenmechanik mehratomiger Prozesse, 1; Demonstrationspraktikum für Studienräte, 1; Einführung in das kleine physikalische Praktikum, 1; Handfertigkeitspraktikum für technische Physiker, 4. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Schwingungslehre (einschließlich Akustik), Geometrische Optik, Farbenlehre, Wellenlehre des Lichtes, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 2; Physikalisches Seminar, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Verabredung; Physikalisches Kolloquium, 1 g; Werkstattkurs, 3. — **Zeißig:** Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, Optik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1—2; Kolloquium in technischer Physik, 1 g; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Verabredung. — **Baerwald:** Theorie der Wärme I: Kinetik und Statistik, Quantentheorie, 4, Seminar, 2. — **Knipping:** Einführung in das Gebiet der Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1; Röntgenseminar für Fortgeschrittene, 1 g; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, ganztägig. — **Reutlinger:** Abschnitte aus der technischen Physik I: Messung der Grundgrößen, 2 g; Meßmethoden und Meßgeräte der mechanischen Schwingungsmessung, 3; Einführung in das technisch-physikalische Beobachten und Messen, 1 g. — **Herzberg:** Atomphysik I, 2, Übungen, 1. — **Georgii:** Allgemeine Flugmeteorologie, 2; Spezielle Klimatologie, 2; Theoretische Meteorologie II, 1; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, Wetterkundliche Übungen, 2. — **Limmer:** Photographische Übungen A, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6, B für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographisches Vollpraktikum, 15; Photographisches Kolloquium, 1; Grundlagen der Photographie, 2; Photographische Optik und Pro-

jektionskunde, 1; Theorie und Praxis der technischen Kopierverfahren, mit Übungen 1. —

Technische Hochschule Dresden. **Dember:** Experimentalphysik I, 5; Physik für Bauingenieure, 4; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Toepler und Wiarda), 1 g. — **Toepler:** Theoretische Physik: Optik, 3, Übungen, 1; Elektronik, Elektrizitätsdurchgang durch Gase, 2; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Hochspannungspraktikum, ausgewählte Aufgaben, für Fortgeschrittene, 6; Hochspannungs- und Röntgenpraktikum (mit Wiedmann), 6; Kolloquium über Strahlenforschung (mit Wiedmann und Saupe), 1 g. — **Wiarda:** Einführung in die Theorie der Integralgleichungen, 3; Thermodynamik, 2. — **Wiedmann:** Röntgenstrahlen und ihre technische Verwendung, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3 und 6; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Alt:** Das Klima von Mittel- und Südeuropa, 1; Allgemeine Meteorologie, 2. — **Goldberg:** Tonfilm, 1 g. — **Klughardt:** Berechnung optischer Systeme II: Trigonometrische Durchrechnung und Fehlerkorrektur, 2; Die Strahlengänge in den optischen Instrumenten (in elementarer Darstellung), 1. — **Luther:** Photographie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 4; Selbständige Arbeiten, 2, 8, 12, ganz- und halbtägig; Physikalisch- und anorganisch-chemisches Kolloquium (mit Müller), 1 g. — **Teichmann:** Elektronentheorien und ihre Anwendungen, 2. —

Universität Erlangen. **Gudden:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger, Rump und Kohl), 1 g; Höhere Experimentalphysik IV: Atomphysik, 2; Übungen im Beobachten und Messen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 8; Übungen in schriftlicher und mündlicher Darlegung, für Fortgeschrittene, 1 g; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Reiger:** Theoretische Physik: Mechanik, 4, Übungen, 1; Übungen: Mechanik, 1; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1; Übungen im Messen der Röntgenstrahlen, 2. — **Kohl:** Elektrische Übungen für Fortgeschrittene, 20; Seminar für Physiker: Elementare Physik, 1 g, Höhere Physik, 1 g; Wissenschaftliche Arbeiten, ganz tägig. —

Haus der Technik Essen. **Starke:** Über elektrostatische Hochspannungsmessung, 2. — **Kotte:** Grundlagen der Tonfilmtechnik, 2. — **Mintrop:** Bilder aus der angewandten Geophysik, nach Verabredung. — **Rüdenberg:** Technische Probleme der Elektrizitätsversorgung Europas, 2. — **Seitz:** Die Farbenlehre und ihre Anwendung, 2. —

Universität Frankfurt a. M. **Meißner:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5; Die physikalischen Grundlagen der Musik, 1; Höhere Experimentalphysik IV: Atomphysik, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Madelung:** Mechanik I, 4; Seminar für theoretische Physik, 2; Besprechung spezieller Probleme, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Mauz:** Elektrische Meßverfahren und Meßgeräte, 2; Strömungslehre und Flug-

lehre, 1. — **Seddig:** Optische Meß- und Prüfungsverfahren, 14tägig, 2; Photographisches Praktikum, 4 oder 8; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, ganztägig; Photographisches Kolloquium, 14tägig, 2. — **Sachs:** Anwendung der Röntgenstrahlen, 1. — **Rajewsky:** Photozellen, 1; Biophysik des Lichtes, 1; Biophysikalisches Seminar, 2. — **Dessauer:** Angewandte Elektrizitätslehre I, mit Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel aus der Biophysik, 1; Kolloquium über angewandte Physik und medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme des Gebietes (mit Rajewsky), 2; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 oder 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Wissenschaftliche Arbeiten, für Fortgeschrittene (mit Rajewsky), tägl. — **Gramberg:** Ausgewählte Kapitel aus der Technischen Thermodynamik und dem technischen Meßwesen, 2. — **Linke:** Allgemeine Klimatologie, 2; Meteorologische Optik, 1; Leitung selbständiger Arbeiten, nach Verabredung; Übungen in luftelektrischen und Strahlungsmessungen, 2; Meteorologisch-geophysikalisches Kolloquium (mit Baur, Stüve und Mügge), 2. — **Mügge:** Allgemeine Meteorologie, 3; Konstitution des Erdinnern, 1. — **Stüve:** Theoretische Meteorologie II: Allgemeine Dynamik, 3; Synoptisches Praktikum I, 2. —

Bergakademie Freiberg. **Aeckerlein:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 2. — **Brion:** Elektrotechnik, 2; Elektrotechnische Übungen, 2; Elektrotechnisches Kolloquium, 1 g. — **Papperitz:** Aktuelle Probleme der mathematischen Physik, 1. —

Universität Freiburg i. Br. **Mie:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen, 6, für Fortgeschrittene I, 6, II: Technische Physik, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2 g. — **N. N.:** Experimentalphysik IV: Atomphysik, 3. — **Koenigsberger:** Relativitätstheorie, mit Übungen, 2; Kinetische Gastheorie und Statistik, mit Übungen, 2; Kugel- und Zylinderfunktionen, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig. — **Hammer:** Elektrizitätsleitung in Gasen, 1. — **Lyon:** Photographische Meßmethoden, 1. —

Universität Freiburg (Schweiz). **Schmid:** Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 2; Repetitorium, 1; Praktisch-physikalische Übungen für Mediziner, 3; Physikalisches Laboratorium, für Anfänger, 12, für Fortgeschrittene und Untersuchungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Brasey:** Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen, Konstitution der Materie, 2. —

Universität Gießen. **Gerthsen:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 6 und 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 2. — **Cermak:** Physikalisches Seminar für Lehramtskandidaten (Demonstrationen und Hausaufgaben), 14tägig, 1½; Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik: Wellenlehre, 1. — **Jaffé:** Molekulartheorie, 4; Einführung in die allgemeine Relativitätstheorie, 1; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Uller:**

Elektrische Schwingungen und Wellen, Radiotechnik, 2; Strömungs- und Fluglehre, 1; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Lihotzky:** Einführung in die Lehre von den optischen Instrumenten, 1; Kolloquium über Fragen der angewandten Optik, 1 *g*. — **Georgii:** Wetter und Wettervorhersage, 2. —

Universität Göttingen. **Franck:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Pohl und Reich), 2 *g*; Physikalisches Praktikum, 4 und 3 *g*. — **Born:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1; Seminar über Struktur der Materie (mit Weyl), 2 *g*. — **Pohl:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Schuler:** Mechanik, 4, Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Mechanik, tägl. — **Nordheim:** Mechanik II, 2. — **Cario:** Ausgewählte Kapitel der Optik, mit Experimenten, 2; Physikalisches Proseminar, mit Demonstrationsübungen (mit v. Hippel), 2. — **v. Hippel:** Glühelektronenemission und lichtelektrischer Effekt, 1. — **Kuhn:** Ultrarote Spektren und Ramanspektren, 1. — **Hertz:** Kinetische Theorie der Wärme und statistische Mechanik, 4. — **Heitler:** Ausgewählte Kapitel der Quantenmechanik, 2. — **Küstner:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Röntgenphysik, tägl. *g*. — **Angenheister:** Meteorologie: Dynamik der Atmosphäre, Wetter und Wettervorhersage, 1 *g*; Geophysik: Erdfigur, Schwere, Erdmagnetismus, 1, Praktische Meßmethoden und mathematische Ergänzungen, 1; Geophysikalisches Seminar, 1 *g*; Geophysikalisches Praktikum, $3^1/_2$ *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **Reich:** Neuste Fortschritte der Elektrophysik, mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Seminar über angewandte Elektrizität, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Elektrizität, tägl. — **Kyropoulos:** Technische Elektrochemie, 2; Physik der Öle und ihrer Anwendungen, 1. — **Prandtl:** Aeromechanik, 4; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik, einschließlich der Aerodynamik (mit Betz, Schuler, Prager, Flügge und Hohenemser) 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Mechanik, insbesondere der Aerodynamik, tägl. — **Prager:** Flugzeugstatik, 2. — **Hohenemser:** Schwingungspraktikum, 2. — **Betz:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Konforme Abbildung, 1. —

Universität Graz. Benndorf: Experimentalphysik: Radioaktivität und Atombau, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl., außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic und Rumpf), 2. — **Rumpf:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, 5. — **Rosenberg:** Methodik des Unterrichts in der Physik, 1; Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 2. — **Radakovic:** Thermodynamik, 5; Seminar für theoretische Physik, 2; Proseminar für theoretische Physik, 2. — **Brell:** Vektorenrechnung mit Übungen, 3; Einführung in die Quantenstatistik, 2. —

Technische Hochschule Graz. Kohlrausch: Physik I: Optik, 3 und 5, II: Wärmelehre, 3 und 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus den Gebieten der chemischen Physik; Physikalisches Praktikum, 6. —

Universität Greifswald. **Krüger:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Praktikum der angewandten Elektrizitätslehre, 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten, Kolloquium (mit Seeliger), $1^1/_2$ *g*. — **Seeliger:** Kinetische Theorie der Materie, mit Übungen, 3; Theorie des Atomkerns, 14tägig, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Reinkober:** Die Radioaktivität, 2; Physikalische Maßeinheiten und Meßmethoden I, 1; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3; Seminaristische Übungen zur reinen Physik und Geophysik (mit Schlomka), 2. — **Schlomka:** Luft- und Erdelektrizität, 2. —

Universität Halle. **Hoffmann:** Experimentalphysik II, 4; Radioaktivität, 1; Handfertigkeitspraktikum, 3; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, 3, für Landwirte und Pharmazeuten, 2; Physikalisches Proseminar (mit Pose), 2; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal und Pose), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl. — **Smekal:** Atomphysik, 4; Theorie der Elektrolyte, 1; Seminar für theoretische Physik, 2; Anleitung zu selbständigen theoretischen und experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Pose:** Durchgang von Elektronen durch Materie, 2. —

Universität Hamburg. **Koch:** Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Minkowski, Meyer und Müller), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos, Gordon, Minkowski und Meyer), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2. — **Lenz:** Quantentheorie, mit Übungen, 4; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern), 2. — **Gordon:** Elektrodynamik, 2. — **Minkowski:** Grundlagen und Anwendung optischer Methoden in der Chemie, 2. — **Goos:** Photometrie, 1. — **Meyer:** Röntgeninterferenzen, 1. — **Estermann:** Physikalisches Proseminar (mit Minkowski), 2. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 4. — **Möller:** Wärmelehre, mit Übungen, 3; Physikalisch-technisches Praktikum, 10; Physikalisch-technisches Kolloquium, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Elektrische Maschinen, mit Demonstrationen, 1. — **Schorr:** Bahnbestimmung der Himmelskörper I, 2; Astronomische Übungen, für Fortgeschrittene (mit Dolberg und Hellerich), nach Vereinbarung. — **Dolberg:** Grundlagen der sphärischen Astronomie und geographischen Ortsbestimmung, 2. — **Hellerich:** Astrophysik II: Spektralanalyse der Gestirne, 1. — **Schwaßmann:** Ergebnisse der astrophysikalischen Forschung III: Fixsterne, 1. — **Schott:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Wigand, Schulz, Tams und Kuhlbrodt), 14tägig, $1^1/_2$. — **Jensen:** Helligkeit, Polarisation und Farbe des Himmelslichtes, 1; Die Farbe der Gewässer, 1; Kosmophysikalisches Kolloquium, 2. — **Tams:** Erdmagnetismus, 2; Seismische Übungen, 2; Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2. — **Schulz:** Allgemeine Meereskunde I:

Physik und Chemie des Meerwassers, 2; Meereskundliches Praktikum, 4; Meereskundliches Vortragsseminar, 14tägig, $1^1/_2$; Anleitung zu selbständigen meereskundlichen Arbeiten, nach Verabredung. — **Wigand:** Atmosphärische Elektrizität und Optik, 2; Meteorologisches Praktikum, 4; Meteorologisches Vortragsseminar, 14tägig, 2; Aerophysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Kuhlbrodt:** Wetter und Wettervoraussage: Synoptische Meteorologie, 2. —

Technische Hochschule Hannover. **Precht:** Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 und 6; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg und Fues), 2. — **Fues:** Theoretische Physik, 3, Übungen, 2; Sondergebiete der Physik, 1; Seminar über Fragen der neueren Physik, 2; Einführung in die Methode der theoretischen Physik, 2, Übungen, 1; Theorie der Atom- und Molekülzustände, 1. — **Seilkopf:** Wetter und Wettervorhersage: Synoptische Meteorologie, 1, Übungen, 1. — **Herweg:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie I, 2; Photographie, 2; Photographisches Praktikum, 3; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3; Arbeiten im Hochfrequenzlaboratorium für Fortgeschrittene, 6, halb- und ganztägig; Hochfrequenzkolloquium, 2. —

Universität Heidelberg. **Bothe:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten im physikalischen und radiologischen Institut, tägl.; Physikalisches Seminar und Kolloquium (mit Becker), $1^1/_2$. — **Becker:** Theoretische Mechanik, 4; Physikalische Konstanten, 1; Theoretisch-physikalische Übungen, $1^1/_2$ g. — **Schmidt:** Radiologie: Korpuskularstrahlung, 2; Radioaktivität und Bau des Atomkerns, 2; Optische Versuchstechnik, 1. — **Rasch:** Fernübertragung elektrischer Energie, 1. — **Strecker:** Einführung in die technische Physik, 1. — **Hausser:** Wissenschaftliche Arbeiten für medizinische Forschung, tägl.; Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Krehl, Kuhn und Meyerhof), 1. — **Peppler:** Allgemeine Meteorologie, 2; Meteorologische Übungen, 1. —

Universität Innsbruck. **Lerch:** Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 g; Besprechung neuerer Arbeiten auf dem Gebiete der Physik und Geophysik (mit Heß, March und Wagner), 1 g. — **Heß:** Mechanik und Molekularphysik, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Vorgeschrittener, 10. — **March:** Physikalische Optik, 3; Geometrische Optik, 2; Seminarübungen, 2 g. — **Souvico:** Wechselstromtechnik, 2 g. — **Oberguggenberger:** Einführung in die sphärische Astronomie, 5. — **Wagner:** Einführung in die Geophysik, 4; Meteorologische Instrumente, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10 g. —

Universität Jena. **Wien:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Hanle), 3, 4 und 6, für Fortgeschrittene (mit Joos und Hanle), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Joos und Hanle), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau, Joos und Jentzsch), 2 g. — **Joos:** Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, 3, Übungen, 1; Molekularstatistik und Theorie der Wärmestrahlung, 2; Vortragsseminar für höhere Semester, 1 g; Physikalisches Proseminar (mit Hanle), 1 g; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Bauersfeld:** Elastizitätslehre, 1. — **Hanle:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene II: Optik, 2; Physik des Atomkerns: Radioaktivität, Isotopie, Atomzertrümmerung, 1; Handfertigkeitspraktikum 3. — **Esau:** Technische Thermodynamik, 2; Neuere Methoden der Materialprüfung, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 g. — **H. Müller:** Stationäres elektrisches Feld bei hohen Spannungen, 2. — **Jentzsch:** Elektromagnetische Lichttheorie, 3; Praktikum der wissenschaftlichen Mikroskopie, 2; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl.; Optisches Seminar, 14tägig, 2 g. — **Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Rzymkowski:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, mit Praktikum, 3. — **Köhler:** Projektion und Projektionsapparate, 1. — **Sieberg:** Erdbebenkunde und ihre wirtschaftliche Bedeutung, 1; Erdbebenkundliches Praktikum, g; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlichen Arbeiten, tägl. g. — **Meisser:** Die Gezeiten, 1; Geophysikalisches Praktikum: Einführung in die Instrumentenkunde der geophysikalischen Aufschließungsmethoden (mit Hecker), 2 g; Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden (mit Hecker), 2 g; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen (mit Hecker), tägl. g; Geophysikalisches Kolloquium (mit Hecker und Müller), 14tägig, 2 g. — **M. Müller:** Einführung in die angewandte Geophysik, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Gaede:** Experimentalphysik A, 3; Physikalisches Laboratorium, 6; Physikalisches Laboratorium für Maschineningenieure, 3, für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Verabredung; Physikalisches Kolloquium (mit Weizel, Riede und Finkelburg), 14tägig, 2. — **Weizel:** Theoretische Physik C: Struktur der Materie, Quantentheorie, Atomtheorie, 4, Übungen, 1; Überblick über die klassische theoretische Physik, 3; Spektroskopische Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, halbtägig. — **Peppler:** Synoptische Meteorologie: Problem der Wettervoraussage, 2; Meteorologische Übungen II für Lehramtskandidaten, 2, für Meteorologen, 2; Die Klimate der Erde, 1 g. — **Brüderlink:** Theorie der elektromagnetischen Störungen, 2. — **Finkelburg:** Moderne Gebiete der Physik B: Methoden und Ergebnisse der Spektroskopie, 2. — **Riede:** Technische Optik B: Wellen- und Strahlungslehre, 2; Optisches Laboratorium, 3; Physikalische Meßkunde, 1; Bau und Gebrauch der photographischen Kammer und ihrer Ergänzungsgeräte, 1. — **Reiser:** Theorie der elektromagnetischen Störungen, 2. — **Scheel:** Die Entladungs- und Steuerungsgesetze der Elektronenröhren, ihre Berechnung, Konstruktion und Herstellung, Meßtechnik, 2. — **Weigel:** Grundzüge der physiologischen Optik I, 2. —

Universität Kiel. **Rausch von Traubenberg:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 4; Probleme der Atomistik (Fortsetzung), 1 g; Physikalisches Praktikum, für Anfänger (mit Zahn), 4, für Vorgeschrittene, 4; Forschungsarbeiten,

tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Klemperer, Martienssen und Zahn), $1^1/_2$ g. — **Zahn:** Ergänzungen zur Experimentalphysik, 2; Forschungsarbeiten, tägl. — **Unsöld:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1; Quantentheorie, 1 g. — **Martienssen:** Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 2. — **Schmidt:** Anleitung zu physikalischen Schülerübungen, 1. — **Klemperer:** Einführung in die Atomphysik, 2. —

Universität Köln. **Rinkel:** Experimentalphysik: Elektrizität und Magnetismus, Wärme, 4; Physikalisches Anfängerpraktikum (mit Hiedemann), 7, für Mediziner (mit Hiedemann), 3, für Fortgeschrittene, 9; Wissenschaftliche Arbeiten im Laboratorium (mit Hiedemann), 28; Physikalisches Seminar, 1. — **Försterling:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 2; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (mit Malsch), 4; Wissenschaftliche Arbeiten im Institut für theoretische Physik, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Rukop), 2 g. — **Rukop:** Technische Elektrizitätslehre II: Elektrische Schwingungen, Hochfrequenztechnik, 4, Seminar, 1 g; Praktikum für Fortgeschrittene, halbtägig; Selbständige wissenschaftliche Untersuchungen, tägl. — **Falkenhagen:** Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik kontinuierlich verbreiteter Massen: Elastizität, Hydrodynamik, Aerodynamik, 3; Atom- und Molekülbau, 1; Physikalisches Rechenseminar für Anfänger im Anschluß an das physikalische Praktikum, 2. — **Malsch:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene II: Optik, Elektrizität, 2. — **Lassen:** Ausbreitung elektrischer Wellen über die Erde und auf Drähten, 2. — **Hiedemann:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Schwingungen und Wellen, 2. —

Universität Königsberg. **Kaufmann:** Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 3 und 6; Physikalisches Kolloquium (mit Gans und Kretschmann), 14tägig, 2 g; Physikalisches Proseminar, 14tägig, 2 g. — **Steinke:** Experimentalphysik II: Elektrizität, 2, Übungen, 2; Radioaktivität, 2. — **Gans:** Theorie des Lichts, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 g; Physikalisches Seminar (mit Kretschmann), 2 g; Selbständige Arbeiten in theoretischer und experimenteller Physik für Fortgeschrittene, ganztägig. — **Kretschmann:** Atomphysik, 4. — **Stuart:** Atombau auf elementarer Grundlage, 1. — **Errulat:** Erdmagnetismus, 3; Angewandte Geophysik, 1; Besprechung geophysikalischer und meteorologischer Arbeiten (mit Raethjen), 2 g. — **Raethjen:** Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Die Entwicklung der Luftfahrt und Flugtechnik, mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernsten Probleme, 1; Meteorologisches Praktikum mit Anleitung zu Beobachtungen in der freien Atmosphäre (Flughafen Devau), 3. —

Universität Leipzig. **Debye** (dch. Sack): Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 5; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 9, für Fortgeschrittene (mit Marx, Schiller und Karolus), 9; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller und Karolus), tägl.; Physikalisches Praktikum für Mediziner, Veterinärmediziner, Zahnärzte und Pharmazeuten, 3; Seminar über die Arbeiten des Instituts, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), $1^1/_2$ g. — **Heisenberg:** Theoretische Physik II: Wärmelehre, 4, Übungen, 1 g; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund), 2 g; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund und Bloch), tägl. — **Hund:** Theorie des festen Zustandes, 3; Einführung in die mathematische Behandlung naturwissenschaftlicher Fragen, mit Übungen, 3. — **Marx:** Kathoden- und Röntgenstrahlen in Physik und Technik, mit Experimenten, 2; Radiologisches Praktikum, 2. — **Schiller:** Hydro- und Aerodynamik, 2. — **Karolus:** Elektrotechnik I: Gleichstrom, 2, Übungen, 3. — **Möbius:** Das physikalische Experiment im Schulunterricht, mit Demonstrationen, 1. — **Kaempf:** Ausgewählte Kapitel aus der Photographie: Farbenphotographie, Wissenschaftliche Photographie, mit Demonstrationen, 1. — **Schmidt:** Elastizitätstheorie, mit Übungen, 2; Graphische Statik, mit Übungen, 1. — **Bloch:** Quantentheorie des Magnetismus, 2. — **Weickmann:** Wellen in elastischen Medien, mit Anwendungen auf seismische, hydrographische und meteorologische Fragen, 2; Allgemeine Meteorologie II: Die Klimate der Erde, 2 g; Arbeiten im Geophysikalischen Institut (mit Haurwitz), tägl. g; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2 g. — **Haurwitz:** Allgemeine Zirkulation der Atmosphäre, 2; Seminar über theoretische Meteorologie, nach Verabredung. —

Universität Marburg. **Grüneisen:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 5; Physikalisches Kolloquium, 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tomaschek), 6, für Mediziner (mit Tomaschek), 3, für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze und Tomaschek), ganztägig. — **Berek:** Übersicht über die neueren Methoden der Mikroskopie, 1; Optik absorbierender Medien mit praktischen Anwendungen, 1. — **Tomaschek:** Der Aufbau der Sterne und des Weltalls, 2. — **Vogt:** Ferromagnetismus, 2. — **Schulze:** Einführung in die theoretische Physik: Mechanik der festen und flüssigen Körper, Wärme, 2; Einführung in die Relativitätstheorie, 1; Strahlungs- und Quantentheorie, einschließlich Wellenmechanik, 5; Übungen zur theoretischen Physik, 1 g. —

Universität München. **Gerlach:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, Ergänzungskurs (mit Schütz), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Schütz), tägl.; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Schütz), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt und Schütz), $1^1/_2$ g. — **Sommerfeld:** Mechanik, 4, Übungen, 2 g, Seminar (mit Bechert und Bethe), 2 g, für Fortgeschrittene, 1. — **Schmauß:** Meteorologie I, 4, Seminar, 1 g. — **Graetz:** Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1; Einleitung in die theoretische Physik I, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik III: Elektromagnetische Schwingungen und Wellen, Interferenzoptik, 3. — **Kirchner:** Grundlagen der Atomphysik, 3. — **Schütz:** Elektrische Eigenschaften der Materie, 1. — **Bechert:** Optik, 3. — **Bethe:** Theorie der chemischen Bindung, 2. —

Technische Hochschule München. **Zenneck:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, Magnetostatik, Elektrostatik, Elektrische Ströme, 6; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff),

halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Kulenkampff), ganztägig. — **Frank:** Experimentalphysik, 4; Angewandte Physik, 1, Übungen, 2; Physikalische Übungen für Landwirte, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus Physik, ganztägig; Witterungskunde, 1. — **Fischer:** Grundzüge der Physik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 3; Elektron- und Atombau, 2; Praktisch-physikalische Übungen für Lehramtsanwärter, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik (Anleitung zu selbständigen Arbeiten), 8. — **v. Angerer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene III: Optik, Spektralanalyse, Photographie, 2. — **Emden:** Vektorrechnung zur Einführung in die theoretische Physik, 2; Meteorologie und Klimatologie, 2. — **Kulenkampff:** Ausgewählte Fragen der neueren Physik I und II, 1. — **Kühl:** Photographische Optik: Theorie des photographischen Objektivs, 2. — **Dieckmann:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie I, 3, Übungen, 1; Luftelektrizität, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiet der angewandten Physik, tägl. — **Huber:** Das Wasser in der Atmosphäre, 1. — **Knoblauch:** Anwendungen der Thermodynamik auf physikalisch-chemische Erscheinungen, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, halb- oder ganztägig. — **Reiher:** Technisch-physikalische Meßmethoden: Messung von Temperatur, Wärme, Mengen flüssiger und gasförmiger Stoffe, Erschütterungen, Schall, 1; Beleuchtungstechnik; Physikalische, physiologische und technische Zusammenhänge, 1. —

Universität Münster. **Schmidt:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Durau), 3 oder 6, für Mediziner, 3; Physikalisches Halbpraktikum für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Durau), 14tägig, *g*. — **Kratzer:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 2; Theorie der Wärmestrahlung, 3; Seminar über Atombau, 2. — **Siemens:** Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizitätslehre, 2 *g*. — **Durau:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Oberfläche, 1; Physikalisches Halbpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. —

Universität Prag. **Fürth:** Experimentalphysik I, 5. Physikalisches Praktikum, 6 bzw. 3; Seminar über technische Physik, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Frank), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. *g*. — **Frank:** Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 3; Besprechung neuerer Arbeiten über Quantenmechanik, 2; Einführung in die theoretische Physik: Elektrizität und Magnetismus 5; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Blüh:** Einführung in die Physik für Pharmazeuten, 5; Radioaktivität, 2. — **Pollak:** Erdbeben und Vulkankunde, 2; Seismometrie und Theorie der Erdbebeninstrumente, 3; Meteorologisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Fortgeschrittene, 1 5 *g*.

Technische Hochschule Prag. **Tuma:** Physik: Reine Mechanik, 5; Physikalisches Praktikum, 3 und 6; Technische Physik, 3. — **Lichtenecker:** Grundzüge der theoretischen Physik, 2. — **Körner:** Wärmelehre der Gase, 2. —

Universität Rostock. **Füchtbauer:** Experimentalphysik: Elektrizität und Wärme, 4; Physikalische Übungen, 8, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend, Physikalisches Seminar (Kolloquium; mit Jordan und Kunze), 14tägig, $1^1/_2$; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Jordan:** Theoretische Optik, mit Übungen, 4; Probleme der Atomdynamik, 2. — **Falckenberg:** Allgemeine Meteorologie, 1 *g*; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, tägl. — **Kunze:** Physik und Technik der Röntgenstrahlen, 1; Forschungsergebnisse der modernen Physik, 1.

Technische Hochschule Stuttgart. **Regener:** Physik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, III: Elektrische Wellen und Optik, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Ewald), $1^1/_2$. — **Braunbek:** Physikalische Messungen (zur Einführung in das physikalische Praktikum), 2. — **Kramer:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, 3. — **Ewald:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 3; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiet der theoretischen Physik, nach Verabredung; Seminar über Atomphysik (mit Hückel), 2. — **Hückel:** Wellenmechanik II, 2, Übungen, 1; Probleme der Reaktionsgeschwindigkeit, 2. — **Hermann:** Molekulartheorie des festen Zustandes, 2. — **Glocker:** Röntgentechnik, 2; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 3; Übungen zur Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, tägl. — **Dehlinger:** Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Metallphysik, 2. — **Kleinschmidt:** Flugmeteorologie, 1; Die biologisch wichtigsten Ergebnisse der Meteorologie, 1. —

Universität Tübingen. **Geiger:** Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, 4; Der Aufbau der Materie, mit Demonstrationen, 1; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 8, für Mediziner, 3; Wissenschaftliche Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **N. N.:** Theorie der Elektrizität, 4; Atom- und Molekularkräfte, 2. — **Back:** Molekülspektra, 2. —

Universität Wien. **Jäger:** Elektrizität, 5; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittene, tägl. *g*; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 *g*. — **Meyer:** Radioaktivität, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitut, tägl. *g*. — **Ehrenhaft:** Experimentalphysik, 5, Theoretische Ergänzungen, 1 *g*, Demonstrationsergänzungen, 1 *g*; Seminar, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Schweidler:** Experimentalphysik, 5, Demonstrationsergänzungen, 1 *g*; Mittelschulexperimentier-Praktikum für Lehramtskandidaten, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Thirring:** Mechanik, 5; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Dittler:** Die physikochemischen Grundlagen der Mineralogie und Petrographie, 5; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Haschek:** Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum, 6, für Vorgeschrittene, 12; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kottler:** Das Licht, 4; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der elektrischen Schwingungen und des Rundfunks, 1.

— **Przibram:** Experimentelle Atomistik, 3. — **Lampa:** Unterrichtslehre Physik, 2. — **Haas:** Theoretische Akustik, 1. — **Kirsch:** Geomechanik und geologische Zeitmessung, 2. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik I, 3, Rechenübungen, 1. — **Stetter:** Verstärkerröhren, 2. — **Mattauch:** Elektronenbeugung, 2. — **Sexl:** Kernphysik, 2. — **Bauer:** Bohrsche Atomtheorie, 2; Relativitätstheorie I, 1. — **Ortner:** Einführung in die Röntgenspektroskopie, 1. — **Schmidt:** Allgemeine Meteorologie, 3; Experimentelle Meteorologie, 1; Besprechungen neuerer meteorologischer Literatur (mit Conrad und Schedler), 2. — **Conrad:** Klima der Tropen mit spezieller Berücksichtigung von Südamerika, 2. — **Schedler:** Der physikalische Aufbau der Erde, 1. —

Technische Hochschule Wien. Mache: Physik: Optik, Wärmelehre, 2; Experimentalvorlesung über Elektrizität und Magnetismus, 3; Physikalische Optik, 2; Physikalisches Praktikum II, 30, für Feuerungs- und Gastechniker, 4. — **Flamm:** Physik: Elektromagnetische Lichttheorie, 5; Geometrische Optik, 2; Elektromagnetische Lichttheorie 2; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1. — **Aigner:** Physik, 3; Elektroakustik und Elektrooptik, 2; Physikalisches Praktikum II, 30. — **v. Hofe:** Über Fernrohre, 2. — **Bauer:** Bohrsche Atomtheorie, 2; Relativitätstheorie, 1. — **N. N.:** Wetter- und Klimalehre, $1^1/_2$.

Universität Würzburg. Harms: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler und Mathematiker, 6, für Fortgeschrittene, 4, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Ott:** Thermodynamik, 4, Übungen, 1 *g*; Spezielle Relativitätstheorie, 2; Seminar, 1 *g*. — **Döpel:** Röntgenstrahlen, 1; Physikalisch-seminaristische Übungen, 2 *g*. —

Universität Zürich. Meyer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerücktere, halbtägig; Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Seminar über Experimentalphysik (mit Bär), 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel und Bär), 2 *g*. — **Wentzel:** Mechanik der Punktsysteme und der starren Körper, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Probleme der Quantentheorie, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Ratnowsky:** Vektoranalysis, 2. — **Bär:** Physik der Gasentladungen, 1; Übungen im Demonstrieren von Schulexperimenten, 2. — **Schein:** Emission, Absorption und Dispersion des Lichtes, 1. — **Frl. Stücklen:** Physikalisches Repetitorium für Mediziner, 1. — **Zuber:** Radioaktivität, 1. — **Götz:** Klimatologisch-medizinische Grenzprobleme und Höhenklima, 1. —

Technische Hochschule Zürich. Scherrer: Physik I, 4, Repetitorium, 1; Probleme der Elektrizitätsleitung, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tank), 4, 6 und 8, für Vorgerücktere, 4, 8, 12 und 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli und Tank), 2; Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, 8, 12 und 24. — **Pauli:** Optik und Elektronentheorie, 3, Übungen, 1; Allgemeine Relativitätstheorie und ihre Entwicklung, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, 12 und 24. — **Tank:** Experimentalphysik II, 4, Übungen, 1; Hochfrequenztechnik I, 2; Praktikum für Hochfrequenztechnik, 8, 12 und 24; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24. — **Trümpler:** Mengenmessung der Flüssigkeiten und Gase im chemischen Betriebe, 1. — **Rüst:** Photographie I, 2; Kinematographie, 1; Photographisches Praktikum, 2. — **Ackeret:** Aerodynamik I: Allgemeine Aerodynamik, 2; Ausgewählte Kapitel der Aerodynamik, 2; Diplomarbeiten in Luftfahrzeugbau (mit Karner); Leitung selbständiger Arbeiten. — **Lehmann:** Wetter- und Klimalehre mit Rücksicht auf die bodennahe Luftschicht, 2; Die Bodengestaltung des Festlandes, 2; Allgemeine Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 1; Geographische Übungen, Praktikum, 4. — **Peierls:** Atomtheorie chemischer Prozesse, 2 *g*. — **Sänger:** Physikalische Methoden zur Ermittlung der Molekülstruktur, 2. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Graz Dr. techn. Heribert Grubitsch für anorganische Chemie und anorganisch-chemische Technologie, an der Technischen Hochschule Braunschweig Studienrat Dr. C. Lederer in Hamburg für Chemie und Technologie der Öle und Fette.

Ernannt: Der Dozent für Kohlechemie an der Bergakademie Clausthal Dr. Hock zum a. o. Professor ebenda.

Ehrung: Dem ord. Professor der Physik an der Universität Berlin Dr. Max von Laue wurde die Planck-Medaille der Deutschen Physikalischen Gesellschaft verliehen.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der analytischen Chemie an der Technischen Hochschule Wien Hofrat Dr. Georg Vortmann, der frühere ord. Professor der Astrophysik und Direktor der Sternwarte an der Universität Heidelberg Geheimer Rat Dr. Max Wolf, der frühere ord. Professor der Physik an der Universität Birmingham Sir Richard Threefall.

Angebote.

Junger promovierter Physiker

(exper. od. theor.) kann für ein Jahr an einem staatlichen Institut eine Hilfsassistentenstelle bekommen. Zeit und Gelegenheit zu wissenschaftlicher Arbeit gegeben.

Bewerbungen unter S. H. 38 an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift.

Stellenangebot

Junger Physiker

der Interesse für Maschinenwesen des Textil- und Papierfaches hat, zur Einarbeitung gesucht. Sprachkenntnisse erwünscht.

Angebote mit Lebenslauf, Religion, Alter usw. u. K. Z. 5081 bef. Rudolf Mosse, Köln a. Rh.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.